N° d'ordre : 265

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Pierre ADER

Contribution à la description des amplitudes de diffusion à l'aide des pôles de Regge et Application aux réactions de photoproduction.

Soutenue le 11 juin 1969, devant la Commission d'Examen :

MM. J. COLMEZ ..... *Président.*

G. COHEN-TANNOUDJI .....
M. RIMPAULT .....
Ph. SALIN ..... } *Examinateurs.*
R. VINH MAU .....

— 1969 —

N° d'ordre : 263

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Pierre ADER

Contribution à la description des amplitudes de diffusion à l'aide des pôles de Regge et Application aux réactions de photoproduction.

Soutenue le 11 juin 1969, devant la Commission d'Examen :

MM. J. COLMEZ ..... *Président.*

G. COHEN-TANNOUDJI .....
M. RIMPAULT .....
Ph. SALIN ..... } *Examinateurs.*
R. VINH MAU .....

— 1969 —

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Université
de
BORDEAUX

FACULTE DES SCIENCES

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. VALADE

Professeurs honoraires :

M.	KASTLER	Professeur à la Sorbonne
M.	PISOT	Professeur à la Sorbonne
Mle	JOSIEN	Professeur à la Sorbonne
M.	MILLOUX	
M.	DANGEARD	
M.	CAU	
M.	GENEVOIS	

Professeurs :

M.	BRUS	Chimie
M.	AVEL	Zoologie et physiologie animale
M.	ROUSSET	Physique générale
M.	ROGER	Mécanique rationnelle
M.	WEILL	Anatomie comparée et embryogénie
M.	DUFRESNOY	Mathématiques générales
M.	LAFON	Physiologie générale
M.	BOUNHIOL	Biologie animale
M.	SERVANT	Physique
M.	CALAS	Chimie organique
M.	GAY	Cristallographie et minéralogie
M.	PACAULT	Chimie physique
M.	SCHOELLER	Géologie
M.	DAVID	Physiologie végétale
M.	COLMEZ	Méthodes mathématiques de la physique
M.	CAMBAR	Biologie animale
M.	VIGNEAUX	Géologie
M.	PANOUSE	Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M.	ARZELIES	Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M.	RIBEREAU-GAYON	Oenologie et chimie agricole
M.	RISS	Mathématiques
M.	GUIZONNIER	Physique
M.	HAGET	Zoologie expérimentale
M.	SEMIROT	Astronomie
M.	CHASTEL	Physique nucléaire
M.	HAGENMULLER	Chimie minérale
M.	CREAC'H	Biologie animale
M.	LOUDETTE	Mécanique physique

M.	PATY	Chimie
M.	BORDES	Préhistoire
M.	SECHET	Botanique
M.	BAGANAS	Mathématiques
M.	VALENTIN	Radioélectricité
M.	ENNOUCHI	Géologie
M.	EYME	Botanique
M.	RUAMPS	Physique électronique
M.	FRAINNET	Chimie organique
M.	HOARAU	Chimie physique
M.	MARCHAND	Chimie
M.	LALANDE	Chimie appliquée
M.	GOTTIS	Géologie dynamique
M.	LEMANCEAU	Chimie
M.	CARDO	Psychophysiologie
M.	ROCH	Physique
M.	BELLON	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M.	CLASTRE	Cristallographie physique
M.	JOUSSOT-DUBIEN	Chimie
M.	VALADE	Chimie organique
M.	SURDIN	Automatique
M.	LABOUESSE	Biochimie
M.	BLONDEL	Mathématiques
M.	SOURISSEAU	Chimie
Mle	FAURE-MURET	Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M.	CLIN	Géologie
M.	LOCHET	Physique
M.	VINDT	Biologie végétale
M.	REGNIER	Mathématiques
Mle	LAFFITTE	Physique
M.	DESTRIAU	Chimie
M.	PETIT	Physique corpusculaire
M.	BARAUD	Chimie biologique
M.	EMBERGER	Géologie
M.	BOTHOREL	Chimie
M.	CHARRU	Physique
M.	SIMONOFF	Chimie physique
M.	LASCOMBE	Chimie
M.	RIMPAULT	Physique théorique
M.	BARETS	Biologie animale
M.	PINEAU	Chimie
M.	LEVEQUE	Géologie approfondie
M.	BOUSSEAU	Physique
M.	MENNRATH	Physique

M. ANDRE	Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. MARTINET	Calcul infinitésimal
M. N.	Informatique

Maitre de Conférences honoraire :

M. DE PUYMALY

Maitres de Conférences :

M. RIBEREAU-GAYON Pascal	Chimie œnologie
Mle DUTRIEU	Physiologie animale
Mme PETIT	Physique
M. BERNET	Génétique
M. FRESNEL	Mathématiques
M. MOYES	Géologie
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. MENDES-FRANCE	Mathématiques
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. SARDOS	Physique
M. DUMERY	Mécanique
M. GARNIER	Biophysique
M. LESCA	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. DRESS	Mathématiques
M. BOUARD	Biologie végétale
M. DE MAHTAN	Mathématiques
M. ABGRALL	Physique théorique
M. MINNAERT	Physique théorique
M. N.	Chimie minérale

Conseiller Administratif :

M. LLORENS

REMERCIEMENTS

Mes remerciements vont tout d'abord au Professeur J. Colmez à qui je dois toute ma formation mathématique, pour avoir bien voulu accepter de présider le jury de cette thèse.

J'exprime ma gratitude au Professeur R. Vinh Mau qui a guidé mes premiers pas dans la recherche scientifique.

J'ai eu des discussions très intéressantes avec les physiciens théoriciens MM. A. Morel, H. Navelet et R. Stora. Qu'ils en soient ici remerciés.

Les remerciements que je peux exprimer ici seront difficilement à la mesure de la contribution de MM. M. Capdeville, G. Cohen - Tannoudji, M. Rimpault et Ph. Salin.

Toute ma gratitude va enfin à M. Ph. Salin qui, après m'avoir suggéré l'idée initiale de ce travail, a bien voulu participer à son élaboration et dont les conseils, les encouragements et les remarques pertinentes m'ont apporté une aide considérable et m'ont si souvent remis dans le bon chemin.

La coopération du groupe de chercheurs de Physique Théorique m'a toujours été très sympathique et a constitué une aide constante et précieuse.

Enfin je ne saurais oublier le soin apporté tout spécialement par Madame Martelet à la présentation matérielle et à l'impression rapide de ce document, sans oublier Mademoiselle Bernat.

PLAN GENERAL

INTRODUCTION ..... p. 1

Première partie : Formulation des modèles d'échange à haute énergie en fonction des amplitudes de la voie directe.

- INTRODUCTION ..... p. 13
- CHAPITRE I - Echange d'un nombre baryonique nul -
  - Parité bien définie dans la voie t ..... p. 16
  - G-parité bien définie dans la voie t ..... p. 17
  - Conséquences pour les amplitudes d'hélicité de la voie s.. p. 18
  - Amplitudes de la voie s dans un modèle d'échange..... p. 19
  - Discussion ..... p. 23
  - Conspiration et amplitudes de la voie directe ..... p. 24
- CHAPITRE II - Echange d'un état de nombre baryonique non nul -
  - Conséquences dans la voie s de l'échange d'une parité bien définie dans la voie t ..... p. 29
  - Forme asymptotique des amplitudes d'hélicité de la voie s ..... p. 31
  - Comportement asymptotique des quantités observables de la diffusion ..... p. 37
  - Conclusion ..... p. 40

Deuxième partie : Séparation des sections efficaces en contributions d'échanges de parités naturelles et anti-naturelles pour des réactions à deux corps .

- CHAPITRE III - Echanges à parité dominante et observables -
  - Introduction ..... p. 42
  - Sections efficaces à parité dominante ..... p. 43
  - Corrélation entre les polarisations des particules de l'état final ..... p. 51
  - Evasion et conspiration ..... p. 52

- CHAPITRE IV - Analyse de certaines réactions de production de résonances -
  - Généralités ..... p. 55
  - Réaction $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$ ..... p. 56
  - Réaction $\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}$ ..... p. 57
  - Réaction $KN \rightarrow K^* N$ ..... p. 58

- CONCLUSION de la DEUXIEME PARTIE ..... p. 60

Troisième partie : Etude des réactions de photoproduction à l'aide du modèle des pôles de Regge .

- CHAPITRE V - Photoproduction des pions -
  - Amplitude de diffusion et section efficace ..... p. 69
  - Etats intermédiaires possibles dans la voie t ..... p. 71
  - Contributions aux amplitudes d'hélicité ..... p. 72
  - Forme asymptotique des amplitudes d'hélicité ..... p 74
  - Comparaison avec l'expérience ..... p. 76
  - Situation actuelle ..... p. 83

- CHAPITRE VI - Photoproduction des résonances -

- Introduction ..... p. 97
- Photoproduction des mésons vecteurs : Etude des contributions aux amplitudes ..... p. 99
- Comparaison avec l'expérience et discussion des résultats ..... p. 104
- Photoproduction de la résonance Δ : Etude des contributions aux amplitudes ..... p. 107
- Analyse de nos résultats ..... p. 110
- Comparaison avec la réaction $\pi p \rightarrow \rho \Delta$ ..... p. 113

CONCLUSION GENERALE ..... p. 138

APPENDICE : Diffusion méson π-nucléon à l'arrière.....p. 145

INTRODUCTION

Est-il besoin de rappeler que l'idée selon laquelle les pôles des amplitudes de diffusion entre particules élémentaires, dus à l'échange de forces, ne sont pas fixes par rapport au moment cinétique J , mais se déplacent dans le plan complexe de J lorsque le transfert varie, fut démontrée par Regge en 1959 - 60[1] dans le cadre de la théorie du potentiel ? Peu de temps après (1961) Mandelstam, Chew et Frautschi[2][3] d'une part, Blankenbecler et Goldberger d'autre part[4] et Gribov[5] proposèrent indépendamment un modèle des interactions à hautes énergies basé sur les résultats obtenus par Regge, mais étendu intuitivement au domaine relativiste. Depuis ces premiers travaux, un nombre considérable de publications a essayé d'éclairer, à l'aide de l'idée initiale de Regge, notre compréhension de la physique des particules élémentaires dans le domaine des hautes énergies.

La plupart de ces travaux concernent les réactions à deux corps. En effet, il se trouve qu'expérimentalement ces processus sont les plus facilement accessibles et que de nombreuses réactions produisant un assez grand nombre de particules dans l'état final, peuvent cependant s'interpréter comme des processus à deux corps. D'autre part, les mesures obtenues (sections efficaces différentielles, polarisations, éléments de matrice de désintégration) permettent souvent de juger d'une manière simple et directe la validité des prédictions de l'hypothèse de Regge.

A hautes énergies les amplitudes de diffusion semblent être dominées par le mécanisme dit du périphérisme, à savoir l'échange dans la voie croisée d'états de nombres quantiques bien déterminés. Il importe donc de savoir exprimer simplement ce fait sur les amplitudes de diffusion. De plus, lorsque l'on s'intéresse à l'échange des pôles de Regge, il est important de savoir décomposer simplement ces amplitudes en ondes partielles. Pour toutes ces raisons le choix des amplitudes d'hélicité, introduites par Jacob et Wick[6] semble s'imposer. En effet, d'une part, on sait exprimer simplement sur ces amplitudes les relations imposées par la conservation de la parité et de la G parité, d'autre part, on sait les décomposer simplement en ondes partielles.

La difficulté, dans l'utilisation pratique des amplitudes d'hélicité, vient de l'analyticité. En effet, ces amplitudes ont en général :

1) des singularités cinématiques qu'il importe de connaitre,

2) des contraintes cinématiques qu'il importe d'écrire et de satisfaire. De très nombreuses recherches ont donc consisté à trouver des combinaisons d'amplitudes d'hélicité régularisées, c'est-à-dire débarrassées de tout point de branchement, pôle ou zéro d'origine cinématique. Ce problème a d'abord été partiellement résolu du point de vue pratique par Hara et Wang[7] mais sans véritable démonstration. Ces auteurs montrent comment extraire d'une amplitude d'hélicité de la voie t, par exemple, les singularités cinématiques en s et t et quelques zéros cinématiques en t. Mais ces premiers travaux ignorent l'existence de relations linéaires définies (contraintes) que doivent vérifier les amplitudes d'hélicité régularisées pour certaines valeurs de l'énergie, contraintes qui avaient été découvertes dans des cas particuliers[8]

en utilisant les amplitudes invariantes dont on connaissait les propriétés d'analyticité.

La solution générale de ces problèmes a été finalement obtenue par Cohen - Tannoudji, Morel et Navelet[9], en particulier en ce qui concerne les contraintes, à l'aide des amplitudes de transversité[10]. Leurs démonstrations sont rigoureuses car elles s'appuient sur les propriétés des amplitudes spinorielles que l'on sait libres de singularités cinématiques d'après la théorie axiomatique des champs[11]. Leur analyse montre que l'existence des contraintes est une propriété très générale des amplitudes d'hélicité d'une réaction entre particules à spins suffisamment élevés, et apparait donc comme un défaut majeur des amplitudes d'hélicité.

Le fait de devoir les satisfaire dans tout formalisme et en particulier dans un formalisme utilisant les pôles de Regge, entraine des complications très difficiles à résoudre. Ces complications ne sont pas seulement d'ordre technique puisqu'elles peuvent avoir des implications dynamiques importantes. En effet, si ces contraintes se présentent sous la forme d'équations entre amplitudes d'hélicité de parités naturelles opposées, comme c'est le cas généralement, les solutions de ces équations se divisent en deux types principaux :

a) l'évasion : les contraintes sont satisfaites par les contributions de chaque trajectoire; on n'exige pas de relations entre les trajectoires, mais on impose simplement certaines conditions sur les résidus, ce qui a pour effet d'introduire en général des zéros supplémentaires au point de contrainte de certaines amplitudes.

b) la conspiration : les contraintes sont satisfaites en imposant des relations entre les trajectoires et les résidus de pôles de Regge ayant des nombres quantiques différents. Aucun zéro supplémentaire n'apparait alors dans les amplitudes.

Dans la première partie de ce travail nous exposons une méthode permettant de formuler les modèles d'échange à haute énergie en évitant les difficultés des problèmes cinématiques des amplitudes de la voie t . Cette méthode introduite par Cohen-Tannoudji, Morel et Salin[12](C-TMS) utilise les amplitudes de la voie directe pour étudier l'échange d'un état caractérisé par un ensemble de nombres quantiques déterminés et un comportement spécifique à haute énergie. Ce comportement peut être s^J pour l'échange d'une particule, $s^{\alpha(t)} \log s^{\beta(t)}$ pour l'échange d'un "point de branchement" de Regge, $s^{\alpha(t)}$ pour l'échange d'un pôle de Regge.

Le début du premier chapitre est consacré à l'échange d'un seul état de nombre quantique baryonique nul. La solution obtenue est donc évidemment du genre évasif. Nous examinons ensuite une solution du type conspiration en combinant les contributions de deux trajectoires de manière à obtenir le comportement cinématique correct. Ce chapitre résume le travail de C-TMS[12] complété par Le Bellac[13] qui montre comment la factorisation, dans le cas de la conspiration, introduit des zéros supplémentaires dans les résidus analytiquement corrects obtenus par C-TMS . Le second chapitre est consacré à l'étude de l'échange d'un état de nombre baryonique non nul.

Il est connu depuis longtemps que les propriétés des pôles de Regge du genre baryon sont différentes de celles du genre boson. Gribov[14], utilisant l'exemple de la diffusion méson pseudoscalaire, nucléon, fut le premier à montrer que les pôles de Regge baryoniques correspondant à des états de parités opposées sont complexes conjugués pour les valeurs négatives du transfert. Ainsi le comportement asymptotique des amplitudes est toujours déterminé par des paires de pôles complexes conjugués et seule la solution du type "conspiration" est permise. L'objet de ce chapitre est de retrouver ce résultat par de simples considérations cinématiques et de le généraliser à toute réaction à deux corps.

Nous examinons ensuite les conséquences de ce modèle sur le comportement des amplitudes et la manière dont on peut les déceler sur les quantités observables selon les configurations de spin envisagées.

Le formalisme obtenu dans cette première partie est directement applicable à n'importe quelle réaction à deux corps, quels que soient les masses et les spins des particules externes et des objets échangés.

Ce formalisme n'étant valable qu'asymptotiquement, ceci entraine les remarques suivantes :

a) On pourrait avancer que cette manière de rendre compte des modèles des hautes énergies est moins adéquate que la méthode habituelle consistant à calculer les singularités cinématiques, puis à satisfaire les équations de contraintes. Mais, puisque les termes négligés sont de l'ordre de $s^{\alpha-1}$ au plus, la méthode habituelle devrait, pour prétendre être meilleure que celle de la voie directe, tenir compte de ces termes. Ceci, à notre connaissance, n'a pas été réalisé jusqu'à présent.

b) Le mécanisme des "trajectoires filles", autre solution possible du problème des contraintes, ne peut être envisagé dans le formalisme de la voie directe puisque ce mécanisme suppose l'existence d'une suite de pôles de Regge ayant les mêmes nombres quantiques mais des trajectoires reliées entre elles et qui diffèrent l'une de l'autre de deux unités. Ainsi, asymptotiquement, seule la trajectoire "mère" subsiste. Remarquons cependant que la présence des trajectoires filles n'est pas liée à l'existence des contraintes cinématiques, mais provient du fait que, pour des réactions comprenant des particules de masses inégales, le cosinus de l'angle de la voie croisée ne croît pas toujours comme s , mais peut rester borné dans un certain intervalle proche de l'avant[15]. Comme les propriétés des trajectoires de Regge sont indépendantes des masses extérieures, la présence des trajectoires filles est exigée par l'analyticité quels que soient les masses et les spins des particules de la réaction. Ainsi les contraintes impliquées par ces trajectoires dans un modèle de pôle de Regge semblent d'une nature différente de celles exigées par la cinématique.

* *

*

Les difficultés des analyses phénoménologiques à hautes énergies ne se limitent pas aux complications cinématiques dues à la présence de particules de spins plus ou moins élevés. En effet, le nombre de résidus indépendants, c'est-à-dire le nombre de paramètres ajustables à l'expérience, est

limité seulement par la factorisation et la conservation de la parité. Ce nombre augmente généralement proportionnellement aux spins des particules de la réaction étudiée et au nombre d'ensembles de nombres quantiques supposés gouverner le comportement à haute énergie de cette réaction.

Il est évident que de très importants progrès ont été faits dans la compréhension (ou le manque de compréhension) des réactions entre particules stables pour lesquelles le nombre d'états à échanger se limite à un ou deux. Mais, par contre, les études des réactions faisant intervenir un grand nombre de paramètres ne peuvent permettre, en général, un choix clair entre les différents modèles théoriques. Il est donc très important de diminuer ce nombre de paramètres. La première étape dans cette direction a été faite par Gottfried et Jackson[16] qui remarquèrent que certaines restrictions sur les couplages dues à la conservation de la parité s'appliquent à toutes les particules échangées en introduisant une relation particulière entre la parité intrinsèque et le spin. On peut ainsi distinguer entre échanges dits de "parité naturelle" ($P = (-1)^S$) et de "parité antinaturelle" ($P = (-1)^{S+1}$).

Depuis, de nombreux auteurs ont étudié les fonctions résidus à l'aide de modèles particuliers. Certains imposent la symétrie SU(3) sur ces résidus[17] tandis que d'autres examinent les conséquences obtenues en imposant des types particuliers de couplage aux trajectoires[18].

Une autre possibilité d'étudier les conséquences du modèle des pôles de Regge a été établie par Contogouris, Lubatti et Tran Thanh Van[19] et par Hogaasen et Lubatti[20]. Ces auteurs remarquent qu'en formant des combinaisons particulières de sections efficaces et d'éléments de matrices densités, il

est possible d'isoler les contributions provenant de l'échange d'un système donné de nombres quantiques. Ceci permet de restreindre très fortement le nombre de trajectoires et donc de simplifier considérablement l'analyse théorique.

Dans la seconde partie nous exposons une méthode analogue, mais beaucoup plus générale, permettant d'extraire des résultats expérimentaux des renseignements indépendants du nombre de paramètres libres donnés par la théorie. Nous montrons qu'il est possible de séparer les sections efficaces différentielles en deux parties, l'une contenant les échanges de parité naturelle, l'autre les échanges de parité antinaturelle et ceci pour chaque état d'hélicité des particules de l'état final. Ainsi, les processus dont l'étude est rendue difficile soit par la présence de spins élevés dans l'état final, soit par la quantité de nombres quantiques échangés, soit pour ces deux raisons à la fois, peuvent se réduire à des processus aussi simples que, par exemple, la diffusion pion-nucléon avec échange de charge.

Dans le troisième chapitre nous montrons que des combinaisons linéaires très simples des éléments de matrice densité nous permettent d'extraire la contribution provenant d'une parité déterminée (naturelle ou antinaturelle). Le résultat peut se lire sur les éléments diagonaux et antidiagonaux quand l'une des particules de l'état initial est sans spin. Quand les deux particules de l'état initial ont des spins non nuls, la séparation de chaque parité exige une simple expérience avec une particule incidente polarisée. Des résultats supplémentaires faisant intervenir les éléments de matrice densité corrélée complètent ce chapitre. Nous examinons également enfin les consé-

quences de la conspiration et de l'évasion et montrons la possibilité de distinguer un pur modèle de Regge des autres modèles à haute énergie. Le quatrième chapitre est consacré à l'analyse d'un certain nombre de résultats expérimentaux.

* *

*

La troisième partie est consacrée à l'étude d'un certain nombre de réactions de photoproduction à haute énergie. Nous y essayons de confronter à la phénoménologie habituelle des pôles de Regge les informations expérimentales disponibles sur les réactions de photoproduction des pions : $\gamma p \rightarrow p\pi^o$ et $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, (chapitre V), des mésons vecteurs neutres : $\gamma p \rightarrow V p$ ($V = \rho_o, \omega, \phi$) et de l'isobare $\Delta^{++}(1236)$, (chapitre VI).

Dans la physique des particules élémentaires mettant en jeu des énergies inférieures au GeV, l'étude de la photoproduction des pions a toujours servi de moyen complémentaire pour comprendre la diffusion élastique π-nucléon. Les complications introduites par le spin 1 du photon relevaient plutôt du domaine de l'algèbre que de la dynamique; comme nous venons de le constater, ceci n'est plus vrai dans le domaine des hautes énergies. Puisque ces réactions font intervenir trois masses différentes au moins et puisque les spins des particules sont suffisamment élevés, les deux problèmes des trajectoires filles et des relations de conspiration doivent se poser. L'étude de ces processus est donc très intéressante puisque toutes les difficultés que l'on peut rencontrer dans une application des pôles de Regge s'y retrouvent.

Nous avons réservé une attention toute particulière à l'échange de la trajectoire du pion.

En effet, cette trajectoire est connue pour jouer un rôle très important dans l'explication de nombreuses réactions à haute énergie. Ce rôle s'explique intuitivement par le fait que le pôle correspondant est très proche de la région physique et que, en général, ce pôle se couple très fortement aux autres particules. D'autre part, comme sa contribution est prépondérante à l'avant de nombreuses réactions (comme, par exemple parmi les réactions que nous nous proposons d'étudier : $\gamma p \to \pi^+ n$, $\gamma p \to \omega p$, $\gamma p \to \pi^- \Delta^{++}$) il est évident que c'est pour cette trajectoire que le choix de la solution des contraintes cinématiques (évasion ou conspiration) peut se faire par comparaison directe avec les résultats expérimentaux. Ainsi, l'analyse de la réaction $np \longrightarrow pn$ [21] semble montrer que l'échange du pion est incompatible avec l'évasion. Enfin, comme l'hypothèse de la factorisation relie les amplitudes de processus différents mais ayant un vertex en commun, il n'est pas possible d'exiger des comportements différents de la même trajectoire pour expliquer des réactions différentes mais liées par la factorisation. Ainsi, nous essayons dans cette troisième partie de voir dans quelle mesure les hypothèses les plus simples et les plus naturelles du modèle de Regge (trajectoires linéaires et non conspirantes, résidus constants, absence d'effets supplémentaires) permettent d'expliquer chacune des réactions déjà mentionnées, mais aussi dans quelle mesure les explications proposées restent compatibles entre elles.

REFERENCES de l'INTRODUCTION

(1) T. Regge, Nuov. Cim., 14, 951, (1959) ; 18, 947, (1960).

(2) G. F. Chew et S. C. Frautschi, Phys. Rev. Lett., 7, 394, (1961) ; 8, 41, (1962).

(3) G. F. Chew, S. C. Frautschi et S. Mandelstam, Phys. Rev., 126, 1202, (1962).

(4) R. Blankenbecler et M. L. Goldberger, Phys. Rev., 126, 766, (1962).

(5) V. N. Gribov, Soviet Phys. JETP, 14, 478, 1395, (1962).

(6) M. Jacob et G. C. Wick, Ann. Phys., 7, 404, (1959).

(7) Y. Hara, Phys. Rev., 136, B 507, (1964).
L. L. C. Wang, Phys. Rev., 142, 1187, (1966).
voir aussi M. Gell-Mann, M. Goldberger, F. E. Low, E. Marx et F. Zachariasen, Phys. Rev., 133, B 145, (1964).

(8) V. N. Gribov et D. V. Volkov, Soviet Phys. JETP, 17, 720, (1963).
M. L. Goldberger, M. T. Grisaru, S. W. Mac Dowell et D. Y. Wong, Phys. Rev., 120, 2250, (1960).

(9) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel et H. Navelet, Ann. of Phys., 46, 203, (1968).

(10) A. Kotanski, Acta Phys. Polonica, 29, 699, (1966) et 30, 629, (1966).

(11) K. Hepp, Helv. Phys. Acta, 36, 355, (1963).
H. Joos, Fortschritte der Physik, 10, 65, (1962).
D. N. Williams (UCRL - 11 113).

(12) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel et Ph. Salin, Nuov. Cim., 55 A, 412, (1968).

(13) M. Le Bellac, Nuov. Cim., 55 A, 318, (1968).

(14) V.N. Gribov, Sov. Phys. JETP, 16, 1080, (1963).
V.N. Gribov, L. Okun' et I. Pomeranchuk, Sov. Phys. JETP, 18, 769, (1964).
voir aussi T. Kinoshita, CERN 62 - 33 preprint.

(15) D.Z. Freedman et J.M. Wang, Phys. Rev., 153, 1596, (1967).

(16) K. Gottfried et J.D. Jackson, Nuov. Cim., 33, 309, (1964).

(17) A. Ahmadzadeh et R.J. Jacob, Phys. Rev., 160, 1359, (1967).
Ph. Salin, Nucl. Phys., B 3, 323, (1967).
M. Krammer et U. Maor, Nuov. Cim., 50 A, 963, (1967); 52 A, 308, (1967).
D.D. Reeder et K.V.L. Sarma, Nuov. Cim., 53 A, 808, (1968).

(18) R. Dashen et S.C. Frautschi, Phys. Rev., 152, 1450, (1966).
L. Jones, Phys. Rev., 163, 1530, (1967).

(19) A.P. Contogouris, H.J. Lubatti et J. Tran Thanh Van, Phys. Rev. Lett., 19, 1352, (1967).

(20) H. Hogaasen et H.J. Lubatti, Phys. Lett. 26 B, 166, (1968).

(21) R.J.N. Phillips, Nucl. Phys., B 2, 394, (1967).

PREMIERE PARTIE

FORMULATION DES MODELES D'ECHANGE A HAUTE ENERGIE EN FONCTION DES AMPLITUDES DE LA VOIE DIRECTE

INTRODUCTION

Considérons une réaction arbitraire à deux corps : $1 + 2 \longrightarrow 3 + 4$ de spins s_1 , s_2 , s_3 , s_4 ; étudions l'échange d'un pôle de Regge (ou de tout état ayant des nombres quantiques définis) dans la voie t : $\bar{4} + 2 \longrightarrow 3 + \bar{1}$ ($t = (p_3 - p_1)^2$) de manière à calculer le comportement à haute énergie (s grand) de quantités physiques dans la voie s près de l'avant ($|t|$ petit). Toutes les quantités physiques peuvent s'exprimer, par exemple, soit en fonction des amplitudes d'hélicité de la voie s (S. H. A.) $M^s_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}(s,t)$, soit en fonction des amplitudes d'hélicité de la voie t (T. H. A.) $M^t_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}(s,t)$. La conservation de la parité et de la G parité s'exprime facilement dans la voie t . Mais on se retrouve alors devant la difficile tâche d'extraire explicitement les contraintes et les singularités cinématiques des T. H. A. Cette difficulté est plus qu'une difficulté technique puisque ces singularités et ces contraintes dépendent des masses en présence. Par exemple, une analyse détaillée[1] de la réaction $\gamma p \longrightarrow \pi \Delta$ conduit à considérer des contraintes au pseudo-seuil

$t_o = (m_\Delta - m_N)^2$ de la forme :

$$(\bar{M}^{t\,(\pm)}_{0\,1\,\frac{3}{2}\,\frac{1}{2}} + i \sin\theta_t \, \bar{M}^{t\,(\pm)}_{0\,1\,\frac{3}{2}\,-\frac{1}{2}}) - \bar{M}^{t\,(+)}_{0\,1\,\frac{1}{2}\,-\frac{1}{2}} + i \sin\theta_t \, \bar{M}^{t\,(-)}_{0\,1\,\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}} \simeq \sqrt{t - t_o}$$

entre les amplitudes de la voie t libres de singularités cinématiques.

La largeur finie de l'isobare Δ conduit à quelques difficultés pour l'application de ces contraintes puisque t_o et les amplitudes libres de singularités cinématiques dépendent de la masse m_Δ de l'isobare. D'autre part, comme ce pseudo-seuil est très proche de la région physique, les contraintes qui s'y trouvent doivent être prises en considération et ceci conduit certainement à des ambiguités dans toute analyse phénoménologique.

Ces difficultés ne se rencontrent pas dans la voie s si l'on s'intéresse seulement au domaine des hautes énergies, puisque pour les S.H.A. ces contraintes se placent toujours loin de ce domaine. Mais il est alors nécessaire d'examiner les conséquences, dans la voie s , de l'échange d'un ensemble de nombres quantiques bien définis dans la voie t . Ces conséquences sont étudiées pour l'échange d'un état de nombre baryonique nul dans le cas de l'évasion[2] et de la conspiration[2][3] (chapitre I). L'échange d'un état de nombre baryonique différent de zéro nécessite un traitement spécial exposé dans le chapitre II. Nous y démontrons que le comportement asymptotique des amplitudes est toujours déterminé par des paires de pôles complexes conjugués et que seule une solution du type "conspiration" est permise. Nous examinons ensuite les conséquences de ce modèle sur le comportement des amplitudes et la manière dont on peut le déceler sur les quantités physiques, selon la configuration de spin envisagée.

Nous obtenons finalement, dans cette partie, une paramétrisation des amplitudes d'hélicité valable quels que soient les spins et les masses des particules de la réaction étudiée et quel que soit le spin de l'état échangé.

Tous ces résultats sont obtenus en utilisant essentiellement la propriété de croisement : si l'on choisit des S.H.A. ayant le comportement cinématique correct dans les directions de l'avant et de l'arrière (singularités à la limite de la région physique) et n'ayant pas de singularités cinématiques en t, alors, par croisement, on obtient des T.H.A. qui satisfont toutes les propriétés d'analyticité en t requises. Une première tentative d'utilisation de cette propriété a consisté à paramétriser les amplitudes de transversité de la voie s[(4)]. Mais cette méthode conduit à des difficultés (contraintes) à l'avant.

CHAPITRE I

Echange d'un état de nombre baryonique nul[2][3]

Un modèle d'échange est caractérisé par la présence dans la voie t d'un ensemble de nombres quantiques : nombres quantiques de SU(3), signature ξ ($\xi = (-)^J$ pour une particule), parité η et éventuellement G parité g . Seuls η et g sont à considérer ici puisque les autres nombres quantiques n'entrainent pas de relations entre les différentes amplitudes d'hélicité. Les relations entre les T. H. A. ont été déjà écrites pour η [5] et g[6] donnés. Rappelons d'abord brièvement ces relations.

.1) - Parité bien définie dans la voie t .

La conservation de la parité à chaque vertex de l'échange d'une particule de spin J et de parité intrinsèque η , suppose les relations suivantes entre les amplitudes d'hélicité d'onde partielle * de la voie t :

$$M^{(t)\,J}_{\lambda_3 \lambda_1 \lambda_4 \lambda_2} = \eta \, \bar{\eta}_4 \, \eta_2 \, \eta \, (-1)^{J+s_4-s_2} \, M^{(t)\,J}_{\lambda_3 \lambda_1 -\lambda_4 -\lambda_2} \qquad \text{(I-1)}$$

les amplitudes d'hélicité correspondantes s'écrivant :

$$M^{(t)}_{\lambda_3 \lambda_1 \lambda_4 \lambda_2} = (2J+1)\, d^J_{\lambda_\mu}(\cos\theta_t)\, M^{(t)\,J}_{\lambda_3 \lambda_1 \lambda_4 \lambda_2} \qquad \text{(I-2)}$$

Il est facile de vérifier que pour cos θ_t grand :

$$d^J_{-\lambda_\mu}(\cos\theta_t) \simeq (-1)^{\lambda} d^J_{\lambda_\mu}(\cos\theta_t)$$

(Ici et par la suite, le symbole $\simeq$ signifiera que l'égalité est valable au premier ordre du développement en fonction de l'inverse de la variable supposée grande). Il s'ensuit que :

$$M^{(t)}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \simeq \eta\eta_4\eta_2(-1)^J(-1)^{\lambda_4-\lambda_2}(-1)^{s_4-s_2} M^{(t)}_{\lambda_3\lambda_1-\lambda_4-\lambda_2} \qquad (I\text{-}3)$$

Cette équation approchée reste valable pour un pôle de Regge, à condition de remplacer le facteur $(-1)^J$ par la signature de ce pôle, ξ.

* Nos conventions sur les amplitudes d'hélicité diffèrent de celles de Jacob et Wick[7] : nous ne multiplions pas l'état d'hélicité $|\lambda_a\,\lambda_b\rangle$ par le facteur de phase $(-1)^{s_b-\lambda_b}$. η_i désigne la parité intrinsèque de la particule i .

1.2) - G parité bien définie dans la voie t .

Pour un système particule anti-particule la G parité est égale à :

$$g = (-1)^{L+S+I}$$

où L est le moment angulaire orbital relatif, S et I le spin et l'isospin total respectivement ; la parité η est égale à $(-1)^{L+2s}$ où s est le spin de chaque particule ; les combinaisons suivantes :

$$|JM\,\lambda_a\,;\,\lambda_{\bar a}\rangle \pm (-1)^{\lambda_a+\lambda_{\bar a}} |JM\,-\lambda_{\bar a}\,;\,-\lambda_a\rangle$$

contiennent seulement des états de spin total S tel que : $(-1)^{S+2s} = \pm 1$, respectivement. La conservation de la G parité entraine donc pour l'échange

d'une particule (ou d'un pôle de Regge) de parité η , de G parité g , d'isospin I , lorsque les particules 2 et 4 sont de la même espèce :

$$M^{(t)}_{\lambda_3 \lambda_1 \lambda_4 \lambda_2} = g\,\eta\,(-1)^I (-1)^{\lambda_4 + \lambda_2} M^{(t)}_{\lambda_3 \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_4} \qquad \text{(I-4)}$$

I.3) - Conséquences pour les amplitudes d'hélicité de la voie s .

Les amplitudes d'hélicité de la voie s se déduisent des amplitudes de la voie t en utilisant la matrice de croisement[8][9]. Cette matrice est le produit tensoriel de quatre matrices de rotation agissant sur chaque index d'hélicité ; ainsi, en utilisant les propriétés de ces matrices de rotation : $d(\chi)^{-\lambda'}_{-\lambda} = (-1)^{\lambda' - \lambda} d(\chi)^{\lambda'}_{\lambda}$, il est possible de déduire pour chaque S. H. A. des relations analogues aux relations (I-3), (I-4).

De[7] :

$$M^{(s)}_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} = (-1)^{\sigma(P) + 2s_2 + 2s_4} e^{i\pi(\lambda_2 - \lambda_3)} \sum_{\lambda'_i} d^{s_1}(\chi_1)^{\lambda'_1}_{\lambda_1} d^{s_3}(\chi_3)^{\lambda'_3}_{\lambda_3}$$

$$\frac{1}{2}\left\{ d^{s_2}(\chi_2)^{\lambda'_2}_{\lambda_2} d^{s_4}(\chi_4)^{\lambda'_4}_{\lambda_4} M^{(t)}_{\lambda'_3 \lambda'_1 \lambda'_4 \lambda'_2} + d^{s_2}(\chi_2)^{-\lambda'_2}_{\lambda_2} d^{s_4}(\chi_4)^{-\lambda'_4}_{\lambda_4} \times M^{(t)}_{\lambda'_3 \lambda'_1 - \lambda'_4 - \lambda'_2} \right\}$$

nous déduisons :

$$M^{(s)}_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} \simeq \eta\,\xi\,\eta_4\,\eta_2 (-1)^{s_4 - s_2} (-1)^{\lambda_4 - \lambda_2} M^{(s)}_{\lambda_3 - \lambda_4 \lambda_1 - \lambda_2} \qquad \text{(I-5)}$$

et

$$M^{(s)}_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} \simeq \eta\,\xi\,\eta_3\,\eta_1 (-1)^{s_3 - s_1} (-1)^{\lambda_3 - \lambda_1} M^{(s)}_{-\lambda_3 \lambda_4 - \lambda_1 \lambda_2} \qquad \text{(I-6)}$$

équations traduisant la conservation de la parité aux vertex $\bar{4}2$ et $3\bar{1}$ respectivement. Nous pouvons donc définir des combinaisons des S. H. A., ${}^{\pm}M^{s}$ qui sont les analogues dans la voie s des combinaisons habituelles[5] $M^{t\,\pm}$. On remarquera que, par exemple, ${}^{+}M^{s}$ s'exprime seulement en fonction de M^{t+} ou M^{t-} et non en fonction des deux.

Si nous considérons maintenant les relations induites par la conservation de la G parité, nous obtenons avec le même type de raisonnement les relations suivantes :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq g\eta\,(-1)^{I}(-1)^{\lambda_4-\lambda_2}\, M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_2\lambda_1\lambda_4} \qquad \text{(I-7)}$$

si les particules 2 et 4 sont de la même espèce

et :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq g\eta\,(-1)^{I}(-1)^{\lambda_3-\lambda_1}\, M^{(s)}_{\lambda_1\lambda_4\lambda_3\lambda_2} \qquad \text{(I-8)}$$

si les particules 1 et 3 sont de la même espèce.

Dans les équations (I-5) et (I-6) l'égalité n'est pas exacte car l'analogue en t ne l'est pas (I-3) ; au contraire, l'approximation des équations (I-7), (I-8) provient du fait que les sinus et les cosinus des angles de croisement de deux particules ayant la même masse sont, au signe près, égaux à l'ordre $1/s$ seulement, si la réaction n'est pas une diffusion élastique.

..4) - Amplitudes de la voie s dans un modèle d'échange .

Puisque nous venons d'écrire directement dans la voie s les conséquences de l'échange, dans la voie t , d'un ensemble de nombres quantiques

bien définis, nous pouvons formuler tout modèle d'échange des hautes énergies directement en fonction des S. H. A. Examinons plus particulièrement l'échange d'une trajectoire de Regge $\alpha(t)$ de parité η, de G parité g, d'isospin I et de signature ξ. Dans ce cas, pour s grand et t fixé, toutes les S. H. A. se comportent comme :

$$\frac{1+\xi\, e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin\pi\alpha(t)}\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(t)}$$

ce qui signifie que :

$$\lim_{s\to\infty}\frac{M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}}{s^{\alpha(t)}}$$ est une fonction de t seulement.

Ecrivons une forme des S. H. A. ayant cette propriété et ayant sur la frontière de la région physique les propriétés d'analyticité exigées par la conservation du moment angulaire :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = \left(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\right)^{|\lambda-\mu|}\left(\cos\frac{\theta_s}{2}\right)^{|\lambda+\mu|}\frac{1+\xi\, e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin\pi\alpha(t)}\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(t)}\gamma_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}(t) \qquad \text{(I-9)}$$

Il est facile d'écrire les conséquences des équations (I-5) (I-6) et (I-7) (I-8) en fonction des "résidus" $\gamma_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}(t)$. La conservation de la parité donne :

$$\lim_{s\to\infty}\left(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\right)^{|\lambda_1-\lambda_2-\lambda_3+\lambda_4|}\left(\cos\frac{\theta_s}{2}\right)^{|\lambda_1-\lambda_2+\lambda_3-\lambda_4|}\gamma_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}(t) =$$

$$\xi\,\eta_2\eta_4(-1)^{s_4-s_2}(-1)^{\lambda_4-\lambda_2}\lim_{s\to\infty}\left(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\right)^{|\lambda_1+\lambda_2-\lambda_3-\lambda_4|}\left(\cos\frac{\theta_s}{2}\right)^{|\lambda_1+\lambda_2+\lambda_3+\lambda_4|}\gamma_{\lambda_3-\lambda_4\lambda_1-\lambda_2}(t)$$

comme :

$$\lim_{s\to\infty}\left(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\right) = \sqrt{-\frac{t}{s_o}} \quad \text{et} \quad \lim_{s\to\infty}\cos\frac{\theta_s}{2} = 1$$

nous obtenons la relation suivante entre les "résidus" :

$$\left(\frac{t}{s_o}\right)^{-|\lambda_1-\lambda_2-\lambda_3+\lambda_4|}\gamma_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}(t) = \xi\eta_2\eta_4(-1)^{s_4-s_2+\lambda_4-\lambda_2}\left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{|\lambda_1+\lambda_2-\lambda_3-\lambda_4|}\gamma_{\lambda_3-\lambda_4\lambda_1-\lambda_2}(t)$$

(I-10)

Puisque les S. H. A. ne peuvent avoir comme singularités en t que celles provenant des termes en $\sin\frac{\theta_s}{2}$ et $\cos\frac{\theta_s}{2}$, les fonctions γ sont régulières en t et la relation précédente signifie que :

$$\gamma_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}(t) = \left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{\text{Max}\left\{|\lambda_1-\lambda_2-\lambda_3+\lambda_4|,\,|\lambda_1+\lambda_2-\lambda_3-\lambda_4|\right\}-|\lambda_1-\lambda_2-\lambda_3+\lambda_4|} \times g_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}(t)$$

(I-11)

L'exposant de $\sqrt{-\frac{t}{s_o}}$ est soit 0 soit $2\,\text{Min}\left\{|\lambda_1-\lambda_3|,|\lambda_2-\lambda_4|\right\}$, quantité toujours paire dans notre cas, de telle sorte que les deux résidus γ, reliés par la conservation de la parité à l'un des deux vertex, different simplement par un facteur $(-\frac{t}{s_o})^n$ où n est un entier. Les fonctions g sont alors régulières. Le même type de raisonnement s'applique à la conservation de la G parité.

Nous proposons donc les expressions phénoménologiques suivantes pour les S. H. A., valables quels que soient les masses et les spins des particules extérieures, correspondant à l'échange d'une trajectoire de Regge $\alpha(t)$ donnée du genre boson, de signature ξ, de parité η, de G parité g et

d'isospin I :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq \left(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\right)^{|\lambda-\mu|} \left(\cos\frac{\theta_s}{2}\right)^{|\lambda+\mu|} \sqrt{-\frac{t}{s_o}}^{|\lambda'|+|\mu'|-|\lambda'-\mu'|} g^{(t)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \times$$

$$\times \frac{1+\xi e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin\pi\alpha(t)} \left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(t)} \qquad \text{(I-12)}$$

avec $\lambda = \lambda_1-\lambda_2$, $\mu = \lambda_3-\lambda_4$, $\lambda' = \lambda_3-\lambda_1$ et $\mu' = \lambda_4-\lambda_2$

où les fonctions résidus $g^{(t)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}$ ont les propriétés suivantes :

a) elles ont les mêmes propriétés d'analyticité que $\alpha(t)$

b) ce sont des fonctions factorisables ; en fait, il est clair sur la formule (I-12) que si $M^{(s)}$ est asymptotiquement factorisable, alors g est factorisable. Or, si les T. H. A. sont factorisables, comme on le suppose habituellement dans la théorie des pôles de Regge *, les S. H. A. sont alors asymptotiquement factorisables car la matrice de croisement est asymptotiquement factorisable. Nous pouvons donc récrire g comme :

$$g^{(t)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = \gamma^{31}_{\lambda_3\lambda_1}(t)\ \gamma^{42}_{\lambda_4\lambda_2}(t)$$

* la factorisation a été démontrée sous certaines hypothèses pour le cas de la diffusion relativiste. Voir référence[10]

c) la conservation de la parité et de la G parité s'écrit donc, à l'aide de ces fonctions de vertex :

$$\gamma^{ij}_{\lambda_i\lambda_j}(t) = \eta\xi\,\eta_i\eta_j(-1)^{s_i-s_j+\lambda_i-\lambda_j}\,\gamma^{ij}_{-\lambda_i-\lambda_j}(t) \qquad \text{(I-13)}$$

et

$$ {}^{j}_{i}\lambda_{j}(t) = \eta\, g\,(-1)^{I}(-1)^{\lambda_i-\lambda_j}\ \gamma^{ij}_{\lambda_j\lambda_i}(t) \qquad \text{(I-14)} $$

si les particules i et j sont de la même espèce.

Remarque : L'équation (I-13) entraine la conservation de la parité pour les amplitudes, c'est-à-dire :

$$ M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}(s,t) = \eta_1\eta_2\eta_3\eta_4(-1)^{\sum_i (s_i+\lambda_i)} M^{(s)}_{-\lambda_3-\lambda_4-\lambda_1-\lambda_2}(s,t) $$

et l'équation (I-14) entraine l'invariance par rapport au temps d'une réaction élastique :

$$ M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}(s,t) = (-1)^{\lambda_1-\lambda_2-\lambda_3+\lambda_4} M^{(s)}_{\lambda_1\lambda_2\lambda_3\lambda_4}(s,t) $$

1.5) - Discussion .

Puisque nous venons de considérer la contribution aux S. H. A. de l'échange d'un seul pôle de Regge, la forme phénoménologique obtenue ne peut correspondre qu'à une solution du type "évasif". En fait, les T. H. A. calculées à partir de ces S. H. A. grâce au croisement, jouissent de toutes les propriétés cinématiques en t (singularités et contraintes) exigées par les propriétés générales d'analyticité ; en particulier, les contraintes en t sont satisfaites par des relations entre les résidus de la voie t .

Les résultats obtenus se résument ainsi : la solution "évasive" du problème des contraintes correspond au fait que quelques S. H. A. s'annulent en $t = 0$. Au moins asymptotiquement $t = 0$ correspond à l'avant et ce

résultat signifie que quelques amplitudes s'annulent près de l'avant plus vite que ne l'exigerait, seule, l'invariance par rotation. Un tel comportement "anormal" près de l'avant est bien connu[11] dans quelques cas et a conduit à de nombreuses difficultés pour expliquer, par exemple, les pics à l'avant très aigus observés expérimentalement dans la reaction d'échange de charge nucléon-nucléon[12] et dans la réaction de photoproduction du π^+ (voir troisième partie, chapitre V). Ces deux réactions sont considérées comme donnant l'évidence d'un mécanisme du type "conspiration" ; en effet, l'échange du pion "évasif", seul important à l'avant de ces réactions, prévoit une section efficace différentielle nulle à l'avant en contradiction avec les pics expérimentaux. L'existence d'un partenaire du pion, le conspirateur, de parité opposée et de trajectoire identique en $t = 0$ supprime dans certaines amplitudes les zéros cinématiques à l'avant et permet de rendre compte de ces pics expérimentaux. Il est donc très intéressant d'étudier les effets d'une solution du type conspiration sur les S.H.A. Cette étude fait l'objet du paragraphe suivant.

.6) - Conspiration et amplitudes de la voie directe .

Nous étudions maintenant l'échange de deux trajectoires $\alpha_+(t)$ et $\alpha_-(t)$ ayant la même signature et des parités opposées. Nous considérons les combinaisons suivantes :

$$\overset{+}{-} M^{s}_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} = M^{s}_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} \overset{+}{-} \epsilon\, M^{s}_{\lambda_3 - \lambda_4 \lambda_1 - \lambda_2}$$

où ϵ est la phase apparaissant dans l'équation (I-5).

L'une des trajectoires de Regge, $\alpha_+(t)$ par exemple, contribuera seulement

à ${}^{+}M^{s}$ et l'autre à ${}^{-}M^{s}$. En tenant compte de l'invariance par rotation, ${}^{\pm}_{-}M^{s}$ prend la forme :

$$ {}^{\pm}_{-}M^{s}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq \left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{m} \gamma'^{\pm}_{\lambda\mu}(t) \left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_{\pm}(t)} \frac{1 + \xi\, e^{-i\pi\alpha_{\pm}(t)}}{\sin \pi \alpha_{\pm}(t)} \qquad \text{(I-15)} $$

avec $m = \mathrm{Min}(|\lambda_3 - \lambda_1 - \lambda_4 + \lambda_2|, |\lambda_3 - \lambda_1 + \lambda_4 - \lambda_2|)$

et $\mu = \lambda_3 - \lambda_1 \quad , \quad \lambda = \lambda_4 - \lambda_2$

puisque $\lim_{s \to \infty} \left(\sqrt{\frac{s}{s_o}} \sin \frac{\theta_s}{2}\right) = \sqrt{\frac{-t}{s_o}}$ pour t fixé < 0.

Si l'on suppose $\gamma'^{\pm}_{\lambda\mu}(o) \neq 0$, quelles que soient les valeurs des hélicités, cette expression n'est pas compatible avec la factorisation car :

$$ m = \mathrm{Min}(|\lambda - \mu|, |\lambda + \mu|) = \big||\lambda| - |\mu|\big| $$

Essayons donc la forme :

$$ \left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{m} \gamma'^{\pm}_{\lambda\mu}(t) = \left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{\big||\lambda| - |\mu|\big| + 2X(\lambda,\mu)} \gamma^{\pm}_{\lambda\mu}(t) \qquad \text{(I-16)} $$

avec $\gamma^{\pm}_{\lambda\mu}(o) \neq 0$ et $X(\lambda, \mu)$ entier positif. Nous voulons d'autre part obtenir une S.H.A. au moins qui ne s'annule pas à l'avant ; nous devons donc introduire une valeur $\lambda = \lambda_o$ telle que : $X(\lambda_o, \lambda_o)$ ou $X(\lambda_o, -\lambda_o) = 0$; posons $M = |\lambda_o|$: M sera identifié par la suite avec le nombre quantique introduit par Toller[13]. Utilisons la factorisation sous la forme :

$$ \gamma'^{2}_{\lambda\mu} = \gamma'_{\lambda\lambda}\, \gamma'_{\mu\mu} \qquad \text{(I-17)} $$

ce qui conduit à :

$$ X(\lambda, \lambda) + X(\mu, \mu) = 2X(\lambda, \mu) + \big||\lambda| - |\mu|\big| \qquad \text{(I-18)} $$

si nous prenons $\lambda = \lambda_o$, nous constatons que :

$$X(\mu,\mu) \geq |M - |\mu|| \quad \text{puisque} \quad X(\lambda,\mu) \geq 0$$

Comme nous voulons obtenir la solution la plus "singulière" nous prenons : $X(\mu,\mu) = |M - |\mu||$; il est alors facile de vérifier que la solution est complètement déterminée :

$$X(\lambda,\mu) = 0 \qquad \text{si} \qquad |\lambda| \geq M \geq |\mu|$$

$$X(\lambda,\mu) = |M - |\lambda|| \quad \text{si} \begin{cases} |\mu| \geq |\lambda| \geq M \\ \text{ou} \quad M \geq |\lambda| \geq |\mu| \end{cases}$$

La forme générale de la factorisation :

$$\gamma'_{\lambda\mu}\ \gamma'_{\chi\mu'} = \gamma'_{\lambda\mu'}\ \gamma'_{\chi\mu}$$

est automatiquement satisfaite par toute solution de (I-17).

La solution que nous venons d'écrire n'est évidemment pas la plus générale par exemple $X'(\lambda,\mu) = X(\lambda,\mu) + K$ où K est un entier positif est aussi solution. Ce que nous avons fait est d'introduire un nombre minimum de zéros dans les S.H.A.

La valeur $M = 0$ correspond évidemment à la solution évasive, déjà écrite (I-12). Si $M \neq 0$ nous devons considérer deux pôles de Regge et les amplitudes d'hélicité individuelles sont données par :

$$T^{(s)}_{\epsilon'\lambda_4\epsilon'\lambda_2} \simeq \epsilon\left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{m+2X(\lambda,\mu)} \left[\gamma^{+}_{\lambda\mu}(t)\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_+(t)} \frac{1+\xi\, e^{-i\pi\alpha_+(t)}}{\sin\pi\alpha_+(t)} + \right.$$

$$\left. \epsilon'\, \gamma^{-}_{\lambda\mu}(t)\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_-(t)} \frac{1+\xi\, e^{-i\pi\alpha_-(t)}}{\sin\pi\alpha_-(t)} \right] \qquad \text{(I-19)}$$

Or, l'une des deux fonctions $M^{(s)}_{\lambda_4\lambda_2}$ et $M^{(s)}_{-\lambda_4-\lambda_2}$ doit se

comporter comme $\left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{m'+2X(\lambda,\mu)}$ en $t = 0$, avec : $m' = |\lambda_3-\lambda_1|+|\lambda_4-\lambda_2|$.

Il existe donc une valeur de ϵ' telle que le crochet dans l'équation (I-19) exhibe un facteur supplémentaire $\left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{2n}$ avec $2n = m' - m$. La solution de cette condition est :

$$\begin{cases} \alpha_+(t) = \alpha_-(t) + 0(t^n) \\ \gamma^+_{\lambda\mu}(t) = -\epsilon' \gamma^-_{\lambda\mu}(t) + 0(t^n) \end{cases}$$

De l'équation (I-18) nous déduisons :

$$\left||\lambda| - |\mu|\right| + 2X(\lambda,\mu) = |M-|\lambda|| + |M-|\mu||$$

Le comportement asymptotique des amplitudes de la voie s à parité dominante $\pm (-1)^J$ s'exprime donc comme suit, quels que soient les spins et les masses des particules extérieures :

$$\pm M^s_{\lambda_1\lambda_2,\lambda_3\lambda_4} = \left(\sqrt{-\frac{t}{s_o}}\right)^{|M-|\lambda||+|M-|\mu||} \gamma^{\pm}_{\lambda,\mu}(t)\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_\pm(t)} \times$$

$$\times \left(\frac{1+\xi \exp\left[-i\pi\alpha_\pm(t)\right]}{\sin\pi\alpha_\pm(t)}\right) \qquad \text{(I-20)}$$

avec $\lambda = \lambda_4 - \lambda_2$ et $\mu = \lambda_3 - \lambda_1$; $\gamma^{\pm}_{\lambda,\mu}(t)$ est une fonction factorisable et telle que $\gamma^{\pm}_{\lambda\mu}(0) \neq 0$ (sauf bien sûr si des restrictions supplémentaires sont imposées sur les résidus, comme, par exemple, la conservation de la G parité).

Montrons maintenant que M est indépendant de la réaction et caractérise bien un pôle de Regge. Nous considérons les trois processus :

$1 + 2 \longrightarrow 1 + 2$ (1)

$3 + 4 \longrightarrow 3 + 4$ (2)

$1 + 2 \longrightarrow 3 + 4$ (3)

et nous supposons que $X(M', M') = 0$ pour la réaction (2). La factorisation nous donne :

$$2X^{(3)}(\lambda, \mu) = |M - |\lambda|| + |M' - |\mu|| - ||\lambda| - |\mu||$$

Supposons par exemple que $M > M'$ et prenons $|\lambda| = M$, $|\mu| = M'$ alors :

$$2X^{(3)}(M, M') = - |M - M'| < 0$$

résultat en contradiction avec le fait que $X^{(3)}(M, M') \geqslant 0$.

Sur la formule (I-20) nous constatons que les seules amplitudes non nulles à l'avant sont celles pour lesquelles la différence entre les hélicités aux deux vertex est égale à $\pm M$ (avec $\lambda_1 - \lambda_2 = \lambda_3 - \lambda_4$). On peut donc penser que M doit être identifié avec le nombre quantique de Toller. La démonstration de cette identification a été faite récemment d'une manière générale par Gunion et Lipinski[14].

CHAPITRE II

Echange d'un état de nombre baryonique non nul

.1) - Conséquences dans la voie s de l'échange d'une parité bien définie dans voie t .

Nous considérons maintenant une réaction $1 + 2 \longrightarrow 3 + 4$ pour laquelle les spins s_2 et s_3 sont entiers, s_1 et s_4 demi-entiers. Nous avons montré dans le premier chapitre que l'échange d'un état de parité intrinsèque η et de spin J donne :

$$M^{(t)J}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} = -\eta\,\eta_3\,\eta_1(-1)^{J+s_3-s_1}\,M^{(t)J}_{-\lambda_3-\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \qquad \text{(II-1)}$$

et

$$M^{(t)J}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} = -\eta\,\eta_4\eta_2(-1)^{J+s_4-s_2}\,M^{(t)J}_{\lambda_3\lambda_1-\lambda_4-\lambda_2} \qquad \text{(II-2)}$$

Les amplitudes d'hélicité correspondantes sont :

$$M^{(t)}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} = (2J+1)\,d^J_{\lambda\mu}(\cos\theta_t)\,M^{(t)J}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \qquad \text{(II-3)}$$

avec $\mu = \lambda_3 - \lambda_1$ et $\lambda = \lambda_4 - \lambda_2$

Alors pour $\cos\theta_t$ grand* :

$$d^J_{\lambda-\mu}(\cos\theta_t) \simeq e^{i\pi\mu}\,d^J_{\lambda\mu}(\cos\theta_t) \qquad \text{(II-4)}$$

et

$$d^J_{-\lambda\mu}(\cos\theta_t) \simeq e^{-i\pi\lambda}\,d^J_{\lambda\mu}(\cos\theta_t) \qquad \text{(II-5)}$$

Au premier ordre en $1/s$ nous obtenons :

$$M^{(t)}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \simeq -\eta\eta_3\eta_1(-1)^{J+s_3-s_1}\, e^{i\pi(\lambda_1-\lambda_3)} M^{(t)}_{-\lambda_3-\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \qquad \text{(II-6)}$$

et :

$$M^{(t)}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \simeq -\eta\eta_4\eta_2(-1)^{J+s_4-s_2}\, e^{i\pi(\lambda_4-\lambda_2)} M^{(t)}_{\lambda_3\lambda_1-\lambda_4-\lambda_2} \qquad \text{(II-7)}$$

Ces résultats restent vrais pour un pôle de Regge, à condition de remplacer le facteur $(-1)^{J-\frac{1}{2}}$ par la signature ξ du pôle.

Alors en utilisant la relation de croisement[7] et la propriété suivante des matrices de rotation :

$$d^s(\chi)^{-\lambda'}_{-\lambda'} = (-1)^{\lambda'-\lambda}\, d^s(\chi)^{\lambda'}_{\lambda}$$

nous déduisons de (II-6) et de (II-7) :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq -\eta\eta_3\eta_1(-1)^{J+s_3-s_1}\, e^{i\pi(\lambda_1-\lambda_3)}\, M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} \qquad \text{(II-8)}$$

et :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq -\eta\eta_4\eta_2(-1)^{J+s_4-s_2}\, e^{i\pi(\lambda_4-\lambda_2)}\, M^{(s)}_{\lambda_3-\lambda_4\lambda_1-\lambda_2} \qquad \text{(II-9)}$$

Les coefficients des seconds membres des relations (II-8) et (II-9) sont égaux à i (au signe près) ; en posant :

$$i\epsilon = -\eta_3\eta_1(-)^{s_3-s_1+\frac{1}{2}}\, e^{i\pi(\lambda_1-\lambda_3)} \qquad \text{(II-10)}$$

on obtient :

$$M^{(t)\pm}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} = M^{(t)}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \pm i\epsilon\, M^{(t)}_{-\lambda_3-\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \qquad \text{(II-11)}$$

$$M^{(s)\pm}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \pm i\epsilon\, M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} \qquad \text{(II-12)}$$

Nous observons donc que l'échange d'une particule ou d'un pôle de Regge dont la parité est naturelle (resp. antinaturelle) contribue seulement à l'amplitude $M^{(t)+}$ (resp. $M^{(t)-}$) et par conséquent à l'amplitude $M^{(s)+}$ (resp. $M^{(s)-}$).

* Le prolongement analytique du domaine physique de la voie t à celui de la voie s est effectué en utilisant le chemin de croisement de la référence[9]. Ce chemin conduit à des valeurs réelles de t, plus petites que t_o ($t_o = 0$ à l'ordre $1/s$), appartenant au demi-plan supérieur de la coupure gauche du plan complexe de t. Pour s grand on a alors $\cos \theta_t \simeq 2K^2(st)$, K étant un nombre réel positif et :

$$\sin \frac{\theta_t}{2} \simeq K \sqrt{-ts}$$

$$\cos \frac{\theta_t}{2} \simeq K \sqrt{ts} = iK \sqrt{-ts}$$

Dans la dernière équation nous avons choisi la détermination de $\sqrt{t}$ dans le plan coupé $(-\infty, 0)$ qui est réelle positive pour t réel positif.

.2) - Forme asymptotique des amplitudes d'hélicité de la voie s.

La conservation du moment angulaire entraine les propriétés analytiques suivantes pour les S.H.A. :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = (\cos \frac{\theta_s}{2})^{|\lambda+\mu|} (\sin \frac{\theta_s}{2})^{|\lambda-\mu|} \tilde{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \qquad (II-13)$$

avec $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, $\mu = \lambda_3 - \lambda_4$ et où $\tilde{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}$ n'a pas de singularités cinématiques en t.

Alors, si l'on se place dans le domaine des hautes énergies (s grand,

t **petit fixé**), il est facile de vérifier que :

$$\cos \frac{\theta_s}{2} \simeq 1 \quad , \qquad \sin \frac{\theta_s}{2} \simeq \sqrt{\frac{-t}{s}}$$

et :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = (\sqrt{-t})^{|\lambda-\mu|} \hat{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = (\sqrt{-t})^{n} \hat{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \qquad \text{(II-14)}$$

où les $\hat{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}$ n'ont pas de singularités cinématiques en t .

L'échange d'un état de parité bien déterminée donne alors (cf **(II-8)**) :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = \pm i\epsilon \; M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} \qquad \text{(II-15)}$$

et :

$$M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} = (\sqrt{-t})^{|\lambda'-\mu'|} \hat{M}^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} = (\sqrt{-t})^{n'} \hat{M}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2}$$

avec $\lambda' = -\lambda_1 - \lambda_2$ et $\mu' = -\lambda_3 - \lambda_4$

Comme les amplitudes $\hat{M}$ sont supposées régulières en t pour $t \sim 0$, l'égalité **(II-15)** entraine la présence de facteurs $\sqrt{-t}$ supplémentaires dans l'une des deux amplitudes $M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2}$ ou $M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}$. Remarquons maintenant que, étant donné la configuration de spins envisagée, $|n - n'|$ est toujours un entier impair (alors que c'est toujours un entier pair dans le cas de l'échange d'un boson). Il n'est donc pas possible de satisfaire **(II-15)** sans introduire une singularité en $\sqrt{-t}$ dans l'une de ces deux amplitudes. Autrement dit, (comme on l'avait déjà remarqué[15][16]) les propriétés analytiques des amplitudes d'hélicité ne sont pas compatibles avec l'échange d'un <u>seul</u> état de spin demi-entier et de parité naturelle définie. Ceci traduit

le fait qu'un fermion situé en dehors de sa couche de masse ne possède pas de parité définie, ou, suivant la formulation de Toller, que le nombre quantique M d'un fermion ne peut être égal à zéro.

La seule manière de restaurer les propriétés analytiques correctes est de considérer la contribution simultanée de deux états, l'un de parité naturelle et l'autre de parité antinaturelle, de telle manière que leurs singularités respectives se compensent dans chaque amplitude d'hélicité, ce qui est précisément un mécanisme du genre conspiration.

Supposons $n' > n$; alors : $n' = n + 2k + 1$

et :

$$M^{(s)\,\pm}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = (\sqrt{-t})^n \left[\hat{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \pm i\epsilon t^k \sqrt{-t}\, \hat{M}^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} \right] \quad \text{(II-16)}$$

En conséquence, les amplitudes $\overline{M}^{(s)\,\pm} = M^{(s)\,\pm} / (\sqrt{-t})^n$ possèdent une singularité cinématique du genre racine carrée en $t = 0$ qui n'est pas factorisable. Ceci montre que les $\overline{M}^{(s)\,\pm}$ ne sont pas des fonctions régulières en $t = 0$.

De :

$$\overline{M}^{(s)\,\pm}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = \hat{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \pm i\epsilon t^k (\sqrt{-t})\, \hat{M}^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2}$$

nous déduisons les relations suivantes :

$$\hat{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = \frac{1}{2} \left[\overline{M}^{(s)\,+}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} + \overline{M}^{(s)\,-}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \right] \quad \text{(II-17)}$$

$$t^k \sqrt{-t}\, \hat{M}^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} = \frac{1}{2i\epsilon} \left[\overline{M}^{(s)\,+}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} - \overline{M}^{(s)\,-}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \right] \quad \text{(II-18)}$$

$\hat{M}^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}$ étant une fonction analytique de t , la condition nécessaire et

suffisante pour que l'égalité (II-17) soit satisfaite est :

$$\overline{M}^{(s)}_{-}(\sqrt{t}) = \overline{M}^{(s)}_{+}(-\sqrt{t}) \qquad \text{(II-19)}$$

Dans un modèle de pôles de Regge les trajectoires échangées doivent donc toujours se présenter sous la forme de doublets, chaque doublet étant formé d'une trajectoire de parité naturelle et d'une trajectoire de parité antinaturelle ; les amplitudes s'écrivent alors, lorsque seul un doublet $\alpha^{\pm}(\sqrt{t})$ est considéré :

$$\overline{M}^{(s)\,\pm}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = f^{\pm}(\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_{\pm}(\sqrt{t})-\frac{1}{2}} \qquad \text{(II-20)}$$

$$f^{\pm}(\sqrt{t}) = \delta^{\pm}(\sqrt{t})\left(1+\xi^{\pm}\, e^{-i\pi(\alpha_{\pm}(\sqrt{t})-\frac{1}{2})}\right) / \cos\pi\alpha_{+}(\sqrt{t})$$

la relation (II-19) entraine : $\alpha_{-}(\sqrt{t}) = \alpha_{+}(-\sqrt{t})$ (II-21)

$$\xi^{-} = \xi^{+} \qquad \text{(II-22)}$$

$$\delta^{-}(\sqrt{t}) = \delta^{+}(-\sqrt{t}) \qquad \text{(II-23)}$$

D'après l'équation (II-22) les pôles de Regge du doublet ont la même signature et donc des parités intrinsèques opposées.

En résumé, nous voyons qu'il n'est pas possible de satisfaire les propriétés des S. H. A. en supposant l'échange d'une seule trajectoire de parité définie et qu'il est absolument nécessaire d'échanger deux trajectoires de parités opposées et de même signature, reliées par l'équation (II-21).

A l'aide des relations (II-21), (II-22), (II-23) l'équation (II-18) peut s'écrire :

$$2\epsilon\sqrt{t}\; t^{k}\, \hat{M}^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} = f^{+}(\sqrt{t})\, s^{\alpha_{+}(\sqrt{t})-\frac{1}{2}} - f^{+}(-\sqrt{t})\, s^{\alpha_{+}(-\sqrt{t})-\frac{1}{2}} \qquad \text{(II-24)}$$

La forme des résidus dépend de la régularité des trajectoires en $t = 0$.

a) Les trajectoires ne sont pas régulières en $t = 0$.

La relation précédente montre que les résidus doivent posséder un zéro dynamique d'ordre k :

$$\delta^+(\sqrt{t}) = t^k \gamma^+(\sqrt{t})$$

et les S. H. A. peuvent s'écrire :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq (\sqrt{-t})^n t^k \left(\gamma(\sqrt{t})\chi(\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(\sqrt{t}) - \frac{1}{2}} + \right.$$

$$\left. + \gamma(-\sqrt{t})\chi(-\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(-\sqrt{t}) - \frac{1}{2}}\right)$$

(II-25)

$$M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} \simeq \epsilon(\sqrt{-t})^n \frac{t^k}{i}\left(\gamma(\sqrt{t})\chi(\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(\sqrt{t}) - \frac{1}{2}}\right.$$

$$\left. - \gamma(-\sqrt{t})\chi(-\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(-\sqrt{t}) - \frac{1}{2}}\right)$$

avec :

$$\gamma(\sqrt{t}) = \gamma^+(\sqrt{t}) \; ; \; \alpha(\sqrt{t}) = \alpha_+(\sqrt{t}) \; ; \; \chi(\sqrt{t}) = -\frac{1 + \xi\, e^{-i\pi(\alpha(\sqrt{t}) - \frac{1}{2})}}{\cos \pi\alpha(\sqrt{t})}$$

$$n = |\lambda_3 - \lambda_4 - \lambda_1 + \lambda_2| < |-\lambda_3 - \lambda_4 + \lambda_1 + \lambda_2| = n'$$

$$k = \frac{1}{2}(n' - n - 1) \text{ et } i\epsilon = -\eta_3\eta_1(-1)^{s_3 - s_1 + \frac{1}{2}} e^{i\pi(\lambda_1 - \lambda_3)}$$

Nous proposons donc les expressions phénoménologiques suivantes, valables quels que soient les masses et les spins des particules extérieures, pour les S. H. A. correspondant à l'échange d'un doublet de parité :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = (\cos\frac{\theta_s}{2})^{|\lambda+\mu|}(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2})^{|\lambda-\mu|}(\frac{t}{s_o})^k \times$$

$$\times \left(\beta(\sqrt{t})\chi(\sqrt{t})(\frac{s}{s_o})^{\alpha(\sqrt{t})-\frac{1}{2}} + \beta(-\sqrt{t})\chi(-\sqrt{t})(\frac{s}{s_o})^{\alpha(-\sqrt{t})-\frac{1}{2}}\right)$$

(II-26)

$$M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} = (\cos\frac{\theta_s}{2})^{|\lambda'+\mu'|}(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2})^{|\lambda'-\mu'|}\epsilon\sqrt{\frac{s_o}{t}}\ (-1)^k \times$$

$$\times \left(\beta(\sqrt{t})\chi(\sqrt{t})(\frac{s}{s_o})^{\alpha(\sqrt{t})-\frac{1}{2}} - \beta(-\sqrt{t})\chi(-\sqrt{t})(\frac{s}{s_o})^{\alpha(-\sqrt{t})-\frac{1}{2}}\right)$$

b) Les trajectoires sont régulières en $t = 0$.

L'équation (II-24) implique la forme du résidu :

$$\delta^+(\sqrt{t}) = a(t) + t^k\sqrt{t}\ b(t)$$

et les S.H.A. sont :

$$\begin{cases} M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq (\sqrt{-t})^n a(t)\chi(t)(\frac{s}{s_o})^{\alpha(t)-\frac{1}{2}} \\ \\ M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} \simeq \epsilon(\sqrt{-t})^{n'} b(t)\chi(t)(\frac{s}{s_o})^{\alpha(t)-\frac{1}{2}} \end{cases}$$

(II-27)

Les expressions phénoménologiques des S.H.A. s'écrivent alors :

$$M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \simeq (\cos\frac{\theta_s}{2})^{|\lambda+\mu|}(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2})^{|\lambda-\mu|}a'(t)\chi(t)(\frac{s}{s_o})^{\alpha(t)-\frac{1}{2}}$$

(II-28)

$$M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} \simeq \epsilon(\cos\frac{\theta_s}{2})^{|\lambda'+\mu'|}(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2})^{|\lambda'-\mu'|}b'(t)\chi(t)(\frac{s}{s_o})^{\alpha(t)-\frac{1}{2}}$$

On peut remarquer que si $k = 0$ les cas a) et b) coïncident et que les formules (II-25) et (II-26) contiennent les formules (II-27) et (II-28). Nos résultats sont comparés en appendice avec ceux obtenus par d'autres auteurs dans le cas de la diffusion π - N .

3) - Comportement asymptotique des quantités observables de la diffusion .

Le formalisme que nous venons de développer conduit à des amplitudes de diffusion dont la forme asymptotique oscille suivant l'énergie. L'hypothèse de pôles de Regge du genre baryonique conspirant pour former un doublet de parité peut donc se vérifier expérimentalement en mesurant les quantités qui traduisent ce comportement oscillatoire.

Remarquons tout d'abord que si deux paires de pôles sont échangées au moins, les oscillations deviennent observables dans toutes les quantités accessibles à l'expérience. Ceci est la conséquence de la présence de termes d'interférence entre les trajectoires non corrélées.

Nous supposons donc maintenant qu'une seule paire de pôles conspirants est échangée et nous écrivons les quantités qui sont les plus facilement mesurables : la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dt}$ et les éléments de matrice densité $\rho_{\lambda\lambda'}$ des particules sortantes.

En utilisant la paramétrisation asymptotique suivante :

$$M^{+}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = b_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}\,(i + a)\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha} = M_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} + i\epsilon\, M_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2}$$

où a est indépendant des hélicités : $a = -\xi \left(\operatorname{cotg}\left[\frac{\pi}{2}\left(\alpha - \frac{1}{2}\right)\right]\right)^{\xi}$

nous obtenons :

$$\frac{d\sigma}{dt} \simeq \sum_{1,2,3,4} \left| b_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \right|^2 (1 + |a|^2)(\frac{s}{s_o})^{2 \, \mathrm{Re}\, \alpha}$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \rho_{\lambda_3 \lambda'_3} \simeq \sum_{1,2,4} M_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \; M^*_{\lambda'_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} =$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{1,2,4} \left\{ \mathrm{Re}(b_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \; b^*_{\lambda'_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2})(1 + |a|^2) - \right.$$

$$\left. - 2 i \, \mathrm{Im}(b_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \; b^*_{\lambda'_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}) \, \mathrm{Im}(a) \right\} (\frac{s}{s_o})^{2 \mathrm{Re}\, \alpha}$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \rho_{\lambda'_4 \lambda'_4} \simeq \sum_{1,2,3} \left\{ \mathrm{Re}(b_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \; b^*_{\lambda_3\lambda'_4\lambda_1\lambda_2})(1 + |a|^2) - \right.$$

$$\left. - 2 i \, \mathrm{Im}(a) \, \mathrm{Im}(b_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \; b^*_{\lambda_3\lambda'_4\lambda_1\lambda_2}) \right\} (\frac{s}{s_o})^{2 \, \mathrm{Re}\, \alpha}$$

Nous voyons sur les formules ci-dessus qu'en dépit du comportement oscillatoire des amplitudes en fonction de l'énergie, les sections efficaces différentielles, la polarisation transverse du baryon sortant et les distributions de désintégration sont des fonctions monotones de l'énergie.

Cependant, si les polarisations des deux particules finales sont mesurables (par exemple la réaction $\pi N \longrightarrow K^* \Lambda$) il est possible d'observer ce comportement oscillatoire sur quelques combinaisons des éléments de la matrice densité corrélée que nous allons présenter maintenant.

Définissons :

$$\rho^{\lambda_3 \lambda'_3}_{\lambda_4 \lambda'_4} = \sum_{1,2} M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} M^*_{\lambda'_3 \lambda'_4 \lambda_1 \lambda_2}$$

nous avons :

$$\rho^{\lambda_3 \lambda'_3}_{\lambda_4 \lambda'_4} \pm \rho^{-\lambda_3 - \lambda'_3}_{\lambda_4 \lambda'_4} = \mathrm{Re}\left\{ \left[\sum_{1,2} b_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} b^*_{\lambda'_3 \lambda'_4 \lambda_1 \lambda_2} \right] (1+a^2) \left(\frac{s}{s_o} \right)^{2\alpha} \right\}$$

on doit prendre le signe + lorsque $\lambda_3 - \lambda'_3$ est impair et le signe - lorsque $\lambda_3 - \lambda'_3$ est pair.

Les combinaisons associées :

$$\rho^{\lambda_3 \lambda'_3}_{\lambda_4 \lambda'_4} + \rho^{\lambda_3 \lambda'_3}_{-\lambda_4 - \lambda'_4} \qquad \text{pour} \quad \lambda_4 - \lambda'_4 \quad \text{impair}$$

$$\rho^{\lambda_3 \lambda'_3}_{\lambda_4 \lambda'_4} - \rho^{\lambda_3 \lambda'_3}_{-\lambda_4 - \lambda'_4} \qquad \text{pour} \quad \lambda_4 - \lambda'_4 \quad \text{pair}$$

traduiront également ce comportement.

Enfin, si l'une des deux particules est stable, l'observation de ces oscillations exige une expérience de polarisation. Par exemple, si la particule 1 est dans l'état $|\pm\rangle = |\lambda_1\rangle \pm |-\lambda_1\rangle$, ce qui correspond à une expérience de polarisation dans le plan de diffusion, la section efficace différentielle :

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{dt} \simeq \sum_{2,3,4} \left| M_{\lambda_3 \lambda_4} |\pm\rangle \lambda_2 \right|^2$$

a ce comportement oscillatoire :

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{dt} \simeq \sigma_{\lambda_1} \pm \mathrm{Re}\left\{ \sum_{2,3,4} \left(b_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} b^*_{\lambda_3 \lambda_4 - \lambda_1 \lambda_2} \right) (1+a^2) \left(\frac{s}{s_o} \right)^{2\alpha} \right\}$$

$$\sigma_{\lambda_1} = \sum_{2,3,4} \left(\left| M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} \right|^2 + \left| M_{\lambda_3 \lambda_4 - \lambda_1 \lambda_2} \right|^2 \right)$$

D'autre part, si la particule 1 est polarisée selon une orientation extérieure au plan de diffusion, il est possible d'observer ce comportement sur des combinaisons d'éléments de la matrice densité corrélée :

$$\rho \begin{matrix} \lambda_1 \lambda'_1 \\ \lambda_4 \lambda'_4 \end{matrix} = \sum_{2,3} M_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4} \; M^*_{\lambda'_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda'_4}$$

.4) - Conclusion .

En utilisant l'analyticité et le croisement nous avons montré que, lorsque des échanges baryoniques sont considérés, la seule solution permise par la cinématique est une pure solution du type "conspiration". Ceci généralise des conclusions déjà obtenues pour la diffusion π - N . Pour prouver expérimentalement ce phénomène de conspiration, il est nécessaire d'effectuer des expériences de polarisation si l'une des deux particules finales est stable. Dans le cas où le baryon initial est polarisé dans le plan de production, la mesure de la section efficace différentielle est suffisante ; au contraire, si cette particule est polarisée en dehors du plan de production, la mesure des corrélations entre ce baryon et le baryon final est nécessaire.

Finalement, si les deux particules de l'état final sont instables, il est possible de détecter ce comportement oscillatoire sur les éléments de la matrice densité corrélée de ces deux particules.

REFERENCES
de la PREMIERE PARTIE

(1) Doan Nhuong et R. M. Muradyan : "Photoproduction of Δ (1236) and π - conspiracy", (1968) Dubna.

(2) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel et Ph. Salin, Nuov. Cim. 55A, 412, (1968).

(3) M. Le Bellac, Nuov. Cim. 55A, 318, (1968).

(4) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel et H. Navelet, Nuov. Cim. 50, 1025, (1967).

(5) M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, F. E. Low, E. Marx et F. Zachariasen, Phys. Rev. 133, B 145, (1964).

(6) R. W Childers et W. G. Holladay, Phys. Rev. 132, 1809, (1963).

(7) M. Jacob et G. C. Wick, Ann. Phys. 7, 404, (1959).

(8) T. L. Trueman et G. C. Wick, Ann. Phys. 26, 322, (1964).

(9) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel et H. Navelet, Ann. Phys. 46, 111, (1968).

(10) Pour une discussion générale de l'hypothèse de la factorisation, voir W. R. Frazer, Regge Pole Theory, conférence donnée à l'Ecole Internationale de Physique "Enrico Fermi", Varenna, Italie (1967).

(11) R. J. N. Phillips, Nucl. Phys. B 2, 394, (1967).

(12) D. V. Volkov et V. N. Gribov, Sov. Phys. JETP 17, 720, (1963).

(13) M. Toller, Nuov. Cim. 53 A, 671, (1968); 54 A, 295, (1968).
D. Z. Freedman et J. M. Wang, Phys. Rev. 160, 1560, (1967).

(14) J. F. Gunion et H. M. Lipinski, Phys. Rev. 176, 2045, (1968).

(15) V. N. Gribov, Sov. Phys. JETP 16, 1080, (1963).
V. N. Gribov, L. Okun' et I. Pomeranchuk, Sov. Phys. JETP 18, 769, (1964) ; voir aussi T. Kinoshita, CERN 62-33 (1962).

(16) S. W. Mac Dowell, Phys. Rev. 116, 774, (1959).

DEUXIEME PARTIE

PARATION DES SECTIONS EFFICACES EN CONTRIBUTIONS D'ECHANGES DE PARITES NATURELLES ET ANTI-NATURELLES POUR DES REACTIONS A DEUX CORPS

CHAPITRE III

Echanges à parité dominante et observables

.1) - Introduction .

On sait déjà depuis longtemps que les éléments de la matrice densité sont de bons analyseurs des mécanismes de production. Par exemple, dans la production des mésons vectoriels, l'élément ρ_{oo} mesure les contributions des parités antinaturelles[1]. Plus récemment, Kaidalov, Ringland et Thews[2] ont obtenu des relations quadratiques entre les éléments de la matrice densité, relations satisfaites lorsqu'un seul pôle de Regge est échangé. Contogouris, Lubatti et Tran Thanh Van[3], Högaasen et Lubatti[4] ont aussi montré qu'il est possible d'isoler les contributions dues à l'échange d'états ayant un isospin, une G parité et une conjugaison de charge bien déterminés.

Dans la section suivante, nous montrons que des combinaisons linéaires très simples des éléments de matrice densité permettent de séparer

les contributions provenant de l'échange dans la voie t d'une parité naturelle de celles provenant de l'échange d'une parité anti-naturelle. Le résultat s'obtient à partir des éléments diagonaux et antidiagonaux de la matrice densité, quand l'une des particules incidentes est sans spin. Quand les deux particules de l'état initial ont des spins non nuls, la séparation en contributions de chaque parité exige une simple expérience comprenant une particule incidente polarisée. Des résultats impliquant des éléments de la matrice densité corrélée sont obtenus dans la section (3.3). Dans la section (3.4), nous discutons des conséquences de l'évasion et de la conspiration et montrons comment distinguer un pur modèle de pôles de Regge d'autres modèles des hautes énergies.

.2) - Sections efficaces à parité dominante .

Nous avons vu dans le premier chapitre qu'il était possible de définir, à la fois dans la voie t et dans la voie s , des amplitudes d'hélicité correspondant à l'échange dans la voie croisée t d'états ayant une parité dominante. En définissant toujours l'index + comme correspondant à la parité naturelle et l'index - à la parité antinaturelle, nous avons :

$$M^{(s)\,\pm}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} = M^{(s)}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \pm \epsilon\, M^{(s)}_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2}$$

avec :

$$\epsilon = \eta_3\eta_1 (-1)^{s_3-s_1} (-1)^{\lambda_3-\lambda_1}$$

$$M^{(t)\,\pm}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} = M^{(t)}_{\lambda_3\lambda_1\lambda_4\lambda_2} \pm \epsilon'\, M^{(t)}_{-\lambda_3-\lambda_1\lambda_4\lambda_2}$$

avec :

$$\epsilon' = \eta_{\bar{3}}\eta_1 (-1)^{s_3-s_1} (-1)^{\lambda_3-\lambda_1}$$

Les éléments de la matrice densité de l'état final s'expriment simplement en fonction des S. H. A., quand les hélicités sont mesurées dans le repère d'hélicité, tandis qu'ils s'écrivent facilement en fonction des T. H. A. quand les hélicités sont mesurées dans le système de Jackson[1]. Nous allons exprimer nos formules en fonction des S. H. A., mais la transposition de nos résultats en fonction des T. H. A. et des éléments de la matrice densité mesurés dans le système de Jackson s'effectue d'une manière directe. Nous supposerons par la suite que les particules 1 et 3 d'une part, 2 et 4 d'autre part, sont du même type (c'est-à-dire des bosons ou des fermions). Nous ne nous intéresserons donc qu'aux processus expliqués par l'échange de bosons.

a) Particule 1 de spin nul -

De manière à illustrer notre méthode, considérons le cas le plus intéressant pour lequel la particule 1 n'a pas de spin. Définissons les quantités suivantes :

$$\frac{d\sigma^{\pm}_{\lambda_3}}{dt} = \frac{1}{4} \sum_{2,4} \left| M^{\pm}_{\lambda_3 \lambda_4 0 \lambda_2} \right|^2 ,$$

$$\sigma^{\pm}_{\lambda_3} = \frac{d\sigma^{\pm}_{\lambda_3}}{dt} \Big/ \frac{d\sigma}{dt} ,$$

$$\sum_{\lambda_3} (\sigma^{+}_{\lambda_3} + \sigma^{-}_{\lambda_3}) = 1$$

La quantité $\sigma^{+}_{\lambda_3}$ (respectivement $\sigma^{-}_{\lambda_3}$) mesure la contribution relative à la section efficace différentielle, provenant de l'échange d'états de parité naturelle (respectivement de parité antinaturelle) quand la particule 3 possède

l'état d'hélicité λ_3 . Il est très facile de calculer cette quantité en fonction des éléments de la matrice densité de la particule 3 . Nous obtenons :

$$2\sigma^{\pm}_{\lambda_3} = \rho_{\lambda_3\lambda_3} \pm \epsilon \rho_{\lambda_3 -\lambda_3}$$

Si $\lambda_3 = 0$: $\sigma^{+}_{o} = \rho_{oo}$ $\sigma^{-}_{o} = 0$ si $\epsilon = 1$,

$\sigma^{+}_{o} = 0$ $\sigma^{-}_{o} = \rho_{oo}$ si $\epsilon = -1$.

Nous obtenons ainsi comme cas particulier un théorème dû à Gottfried et Jackson[1] : dans les réactions du type :

$$0^- + \frac{1}{2}^+ \longrightarrow 1^- + \frac{1}{2}^+ \qquad (\epsilon = -1)$$

l'élément de matrice densité ρ_{oo} donne la contribution des échanges de parité antinaturelle quand le méson vecteur est dans l'état d'hélicité 0 . Mais nous voyons qu'il est possible d'aller plus loin et d'isoler aussi les contributions de parité naturelle et antinaturelle quand l'hélicité du méson vecteur est égale à 1, en considérant les combinaisons suivantes :

$$2\sigma^{V\,\pm}_{1} = \rho^{V}_{1\,1} \pm \epsilon \rho^{V}_{1\,-1}$$

Nous analyserons par la suite, à l'aide de cette formule, un certain nombre de résultats expérimentaux.

b) Cas général -

Nous étudions maintenant le cas général pour lequel la particule 1 possède le spin s_1 et l'hélicité $|\lambda_1|$ et nous définissons les états suivants :

$$|\alpha\rangle = |\lambda_1\rangle + |-\lambda_1\rangle$$
$$|\beta\rangle = |\lambda_1\rangle - |-\lambda_1\rangle$$

Si le spin de la particule 1 est $\frac{1}{2}$, alors $|\alpha\rangle$ (respectivement $|\beta\rangle$) correspond à une particule de polarisation $+\frac{1}{2}$ (respectivement $-\frac{1}{2}$) suivant l'axe Ox (c'est-à-dire dans le plan de diffusion).

Si la particule 1 a le spin 1 et l'hélicité 1 (par exemple un photon) alors $|\alpha\rangle$ correspond à une particule polarisée perpendiculairement au plan de diffusion (suivant l'axe Oy) et $|\beta\rangle$ à une particule polarisée parallèlement au plan de diffusion (suivant Ox).

Comme dans le cas précédent, nous définissons les sections efficaces suivantes à parité dominante :

$$\frac{d\sigma^{\pm}_{\lambda_3\lambda_1}}{dt} = \frac{1}{8} \sum_{2,4} \left\{ |M^{\pm}_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2}|^2 + |M^{\pm}_{\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2}|^2 \right\} ,$$

$$\sigma^{\pm}_{\lambda_3\lambda_1} = \frac{d\sigma^{\pm}_{\lambda_3\lambda_1}}{dt} \Big/ \frac{d\sigma}{dt} ,$$

$$\sum_{\lambda_3} (\sigma^{+}_{\lambda_3 0} + \sigma^{-}_{\lambda_3 0}) + 2 \sum_{\lambda_3, |\lambda_1| \neq 0} (\sigma^{+}_{\lambda_3\lambda_1} + \sigma^{-}_{\lambda_3\lambda_1}) = 1$$

Nous définissons aussi les éléments de matrice densité $\rho^{\alpha,\beta}_{\lambda_3\lambda'_3}$ concernant la particule 3 quand la particule 1 est dans l'état $|\alpha\rangle$ ou $|\beta\rangle$:

$$\frac{d\sigma}{dt} \rho^{\alpha_1}_{\lambda_3\lambda'_3} = \frac{1}{4} \sum_{2,4} (M_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} + M_{\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2})(M^{*}_{\lambda'_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} + M^{*}_{\lambda'_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2})$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \rho^{\beta_1}_{\lambda_3\lambda'_3} = \frac{1}{4} \sum_{2,4} (M_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} - M_{\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2})(M^{*}_{\lambda'_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} - M^{*}_{\lambda'_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2})$$

Les $\rho^{\alpha,\beta}$ sont reliés aux éléments de la matrice densité non polarisée par :

$$\rho_{\lambda_3\lambda'_3} = \sum_{\lambda_1} (\rho^{\alpha_1}_{\lambda_3\lambda'_3} + \rho^{\beta_1}_{\lambda_3\lambda'_3})$$

Si la particule 3 est un boson, tous les ρ sont réels (pour $|\lambda_3| = |\lambda'_3|$) et si la particule 3 est un fermion $\rho_{\lambda_3\lambda_3}$ est réel, $\rho_{\lambda_3-\lambda_3}$ est imaginaire pur et :

$$\rho^{\alpha *}_{\lambda_3-\lambda_3} = -\rho^{\beta}_{\lambda_3-\lambda_3}$$

Ainsi $\rho^{\alpha}_{\lambda_3-\lambda_3} - \rho^{\beta}_{\lambda_3-\lambda_3}$ est toujours réel, quel que soit le cas.

Nous obtenons ainsi la relation :

$$2\sigma^{\pm}_{\lambda_3\lambda_1} = (\rho^{\alpha_1}_{\lambda_3\lambda_3} \pm \epsilon\rho^{\alpha_1}_{\lambda_3-\lambda_3}) + (\rho^{\beta_1}_{\lambda_3\lambda_3} \mp \epsilon\rho^{\beta_1}_{\lambda_3-\lambda_3})$$

<u>Expériences de photoproduction</u> : pour toutes les expériences de photoproduction il est possible de séparer la section efficace en contributions dues à la parité naturelle et à la parité antinaturelle en utilisant des photons polarisés. En particulier, pour les photoproductions du méson π et du méson K ($\lambda_3 = 0$) nous obtenons :

$$2\sigma^{\gamma\,\pm}_{1} = (\rho^{\perp}_{00} \pm \rho^{\perp}_{00}) + (\rho^{\parallel}_{00} \mp \rho^{\parallel}_{00})$$

soit :

$$\sigma^{\gamma+}_{1} = \rho^{\perp}_{00}\,,\quad \sigma^{\gamma-}_{1} = \rho^{\parallel}_{00}$$

Ce résultat n'est rien d'autre qu'un théorème dû à Stichel[5] établissant que seuls, les échanges de parité naturelle (respectivement de parité anti-

naturelle) contribuent à la section efficace polarisée quand la polarisation du photon est perpendiculaire (respectivement parallèle) au plan de diffusion.

Règles de somme pour la photoproduction des pions chargés[6] :

Le modèle des quarks permet de dériver des règles de somme (SR) reliant les sections efficaces de la photoproduction des pions chargés à la production des mésons vecteurs neutres $PN \rightarrow V^oN$ ($P = 0^-$, $V = 1^-$)[7]. Les deux SR comparées à l'expérience sont :

$$\frac{1}{2}\left[\bar{\sigma}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) + \bar{\sigma}(\gamma n \rightarrow \pi^- p)\right] = g^2\left[9\,\bar{\sigma}_{11}(\pi^- p \rightarrow \rho^o n) + \bar{\sigma}_{11}(\pi^- p \rightarrow \omega n)\right] \qquad \text{(III-1)}$$

$$\frac{1}{2}\left[\bar{\sigma}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) - \bar{\sigma}(\gamma n \rightarrow \pi^- p)\right] = 3\,g^2\left[\bar{\sigma}_{11}(\bar{K}p \rightarrow \bar{K}^{*o} n) - \bar{\sigma}_{11}(K^+ n \rightarrow K^{*o} p)\right] \qquad \text{(III-2)}$$

où $\bar{\sigma}$ est la section efficace non corrigée par les différences de masses entre les particules et $\bar{\sigma}_{11} = \bar{\sigma}\rho_{11}$.

L'hypothèse essentielle dans la dérivation des SR ci-dessus est le modèle de la dominance vectorielle[8] (VDM) pour les amplitudes de photoproduction.

Le VDM et la symétrie SU(3) donnent pour le couplage photon-méson vecteur les relations suivantes :

$$\gamma = \sum_{V=\rho^o,\omega,\phi} c_V V \quad \text{où} \quad \frac{c_\rho}{3} = c_\omega = -\frac{c_\phi}{\sqrt{2}} = g = \sqrt{\frac{\alpha\pi}{9\gamma_\rho^2}}$$

La comparaison de ces SR avec les résultats expérimentaux montre un important désaccord pour la SR (III-2) et un agrément raisonnable

pour la première[9].

M. Hayashi a montré[6] que l'on pouvait obtenir ces règles de somme avec l'hypothèse des pôles de Regge en permettant l'échange d'un pion conspirant. Ainsi le désaccord observé pour la SR (III-2) n'est pas seulement un trait particulier au modèle des quarks.

Rappelons brièvement cette démonstration. Les hypothèses suivantes sont nécessaires :

1) VDM

2) Symétrie SU(3) exacte pour les constantes de couplage des mésons.

3) La production du méson ϕ est supposée négligeable par rapport aux productions des mésons ω et ρ .

4) Le modèle des pôles de Regge dans la formulation du chapitre I, formule (I-20)

L'hypothèse 1) permet alors de relier les résidus de la photoproduction du pion et de la production des mésons vecteurs :

$$\gamma^{\gamma}_{\{\lambda\}}(t) = \sum_{V} c_V \, \gamma^{V}_{\{\lambda\}}(t)$$

On obtient alors directement à l'aide de cette relation les SR suivantes mettant en jeu des expériences avec photons polarisés :

$$\frac{d\sigma}{dt}\,\rho^{\alpha}_{oo}(\gamma p \to \pi^+ n) + \frac{d\sigma}{dt}\,\rho^{\alpha}_{oo}(\gamma n \to \pi^- p) =$$

$$= g^2 \,\frac{p^2_{\pi N}}{p^2_{\gamma N}} \left\{ 9\,\frac{d\sigma}{dt}\,(\rho_{11} + \rho_{1-1}\,\epsilon)(\pi^- p \to \rho^o n) + \frac{d\sigma}{dt}\,(\rho_{11} + \epsilon\,\rho_{1-1})(\pi^- p \to \omega n) \right\} \qquad \text{(III-3)}$$

$$\frac{d\sigma}{dt}\rho^{\alpha}_{oo}(\gamma p \to \pi^+ n) - \frac{d\sigma}{dt}\rho^{\alpha}_{oo}(\gamma n \to \pi^- p) =$$

$$= 3\,g^2\,\frac{p^2_{KN}}{p^2_{\gamma N}}\left\{\frac{d\sigma}{dt}(\rho_{11}+\epsilon\rho_{1-1})(K^- p \to \bar{K}^{*o} n) - \frac{d\sigma}{dt}(\rho_{11}+\epsilon\rho_{1-1})(K^+ n \to K^{*o} p)\right\}$$

(III-4)

Les SR (III-3) et (III-4) se réduisent aux SR (III-1) et (III-2) étant donné l'identité : $\rho^{\perp}_{oo} + \rho^{\parallel}_{oo} = 1$. Par conséquent, les SR (III-1) et (III-2) sont valables non seulement dans le modèle des quarks mais aussi dans le modèle des pôles de Regge décrit par le formalisme des amplitudes d'hélicité de la voie directe. Il est important de remarquer que le formalisme des amplitudes d'hélicité de la voie t ne permet pas d'obtenir ces règles de somme sans faire d'hypothèses particulières sur la dominance des échanges de parité naturelle dans un certain domaine du plan t , puisque les facteurs cinématiques en t dépendent essentiellement des masses des particules extérieures proches du domaine physique[10].

Production de résonances baryoniques :

Dans les réactions produisant deux particules instables, comme par exemple $\pi N \to \rho \Delta$, la séparation de la section efficace en parties provenant de l'échange de parités naturelles et antinaturelles peut s'effectuer en mesurant les éléments de la matrice densité du ρ . Mais si nous nous intéressons à une séparation de la section efficace pour des valeurs fixées de l'hélicité du Δ ou pour des réactions comme $\pi N \to \pi \Delta$, il est nécessaire d'effectuer une expérience sur cible polarisée.

3) - Corrélation entre les polarisations des particules de l'état final .

Si l'on veut extraire des informations des corrélations de spin entre les particules 3 et 4 (nous supposons dans cette section que la particule 4 est un fermion et la particule 3 un boson) il est nécessaire de mesurer des éléments de matrice densité qui ne sont pas accessibles dans des désintégrations conservant la parité.

Nous définissons les éléments de la matrice densité de corrélation :

$$\rho^{\lambda_3 \lambda'_3}_{\lambda_4 \lambda'_4} = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} M^{*}_{\lambda'_3 \lambda'_4 \lambda_1 \lambda_2}$$

Si la particule 1 a un spin nul, il est possible d'isoler la contribution due à l'échange d'objets de parité donnée (naturelle ou antinaturelle) en définissant la matrice densité suivante, relative à la particule 4 quand la particule 3 est dans l'état d'hélicité λ_3 :

$$\rho^{(\pm)\lambda_3}_{\lambda_4 \lambda'_4} = \rho^{\lambda_3 \lambda_3}_{\lambda_4 \lambda'_4} \pm \epsilon \rho^{\lambda_3 -\lambda_3}_{\lambda_4 \lambda'_4}$$

Alors, si un seul état seulement contribue à l'échange de parité naturelle (respectivement de parité antinaturelle) :

$$\rho^{(+)\lambda_3}_{\lambda_4 -\lambda_4} = 0 \qquad \text{(respectivement } \rho^{(-)\lambda_3}_{\lambda_4 -\lambda_4} = 0 \text{)}$$

puisque toutes les amplitudes ayant cette parité ont la même phase.

En particulier, si la particule 4 est un hypéron de spin $\frac{1}{2}$ dont les polarisations peuvent se mesurer facilement :

$$\rho^{(+)\lambda_3}_{\frac{1}{2} -\frac{1}{2}} = 0 \qquad \text{(respectivement } \rho^{(-)\lambda_3}_{\frac{1}{2} -\frac{1}{2}} = 0 \text{)}$$

ce qui suppose une polarisation de l'hypéron nulle.

Donc, si les polarisations mesurées ne sont pas nulles, ceci entrainerait que deux états au moins de phases différentes contribuent à chaque parité.

Considérons par exemple la réaction $\pi N \rightarrow K^* Y$. Il n'y a qu'un seul candidat possible de parité antinaturelle, le méson K . Donc, dans un pur modèle d'échange on obtiendrait $\rho^{(-)^{\lambda_3}}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}} = 0$ pour $\lambda_3 = 0, 1$.

D'autres cas intéressants seraient les réactions de production du Y^* avec observation de la polarisation de ses produits de désintégration.

4) - Evasion et conspiration .

a) Comportement près de l'avant -

Jusqu'à présent, les conséquences des mécanismes de conspiration ou d'évasion ont seulement été étudiées grâce à l'observation de pics ou de creux à l'avant des sections efficaces différentielles. La séparation de ces sections efficaces en parties de parité définie pour chaque état d'hélicité des particules sortantes permet une étude plus précise des différents mécanismes dynamiques.

La première remarque est que, grâce à la conservation du moment angulaire, on connait le comportement de chaque élément de matrice densité près de l'avant :

$$\rho_{\lambda_3 \lambda'_3} \sim \left(\sin \frac{\theta_s}{2} \right)^{|\lambda_3 - \lambda'_3|}$$

($\rho_{\lambda_3 \lambda'_3}$ s'annule même plus rapidement quand $\lambda_3 > s_1 + s_2 + s_4$)

Ceci suppose, quand la particule 1 a un spin nul :

$$\sigma^{+}_{\lambda_3}\ (\theta_s = 0) = \sigma^{-}_{\lambda_3}\ (\theta_s = 0) \qquad (\lambda_3 \neq 0)$$

Il n'y a aucune raison a priori pour justifier l'existence d'une telle relation entre ces deux sections efficaces; pour la satisfaire on est obligé d'utiliser soit un mécanisme du genre évasion, auquel cas les deux sections efficaces $\sigma^{\pm}_{\lambda_3}$ s'annulent près de l'avant comme $t^{2\lambda_3}$ (voir équation(I-12), chapitre I), soit un mécanisme du genre conspiration qui précisément relie ces deux sections efficaces.

Nous avons vu que, avec l'hypothèse de la conspiration, la factorisation entraine que seules les amplitudes pour lesquelles $|\lambda_3-\lambda_1| = |\lambda_4-\lambda_2| = M$, où M est le nombre quantique du pôle de Lorentz introduit par Toller, subsistent près de l'avant (cf équation (I-20), chapitre I). Nous en déduisons :

$$\rho_{\lambda_3\lambda_3} = 0 \qquad \text{si } \lambda_3 \neq M$$

Par exemple, un pion traité à la Regge avec M = 1 donnerait :

$\rho_{00} = \rho_{22} = 0$ dans la production du f^o.

Dans le cas où le spin de la particule 1 n'est pas nul, les résultats sont un peu plus compliqués puisque $\rho^{\alpha}_{\lambda_3\lambda'_3}$ et $\rho^{\beta}_{\lambda_3\lambda'_3}$ s'annulent comme :

$$\left(\sin\frac{\theta_s}{2}\right)^{\left||\lambda'_3-\lambda_3| - 2|\lambda_1|\right|}$$

En particulier il peut se produire, même avec l'évasion, que la section efficace de parité définie ne s'annule pas puisque $|\lambda'_3-\lambda_3|$ peut être égal à $2|\lambda_1|$.

b) Phase des amplitudes -

L'observation de pics à l'avant des sections efficaces différentielles de certaines réactions est considérée comme la preuve de l'existence d'un mécanisme du type conspiration. Il est clair que tant que l'on considère seulement les sections efficaces différentielles, il est toujours possible d'obtenir ces pics à l'avant en ajoutant un pôle conspirant, par exemple R_2^+, au simple pôle de Regge R_1^-. Cependant, la phase de la contribution R_1^- n'est pas modifiée par cette adjonction. Si R_1^- est le seul pôle possible qui puisse être échangé avec cette parité, alors : (cf section3 de ce chapitre)

$$\rho^{(-)^{\lambda_3}}_{\lambda_4 - \lambda_4} = 0$$

Si l'on choisit un autre mécanisme (contributions de la voie s, pôles fixes, coupures ou corrections absorptives...) on ajoute alors au pôle R_1^- une autre contribution qui peut avoir une phase différente et l'élément $\rho^{(-)^{\lambda_3}}_{\lambda_4 - \lambda_4}$ n'est plus obligatoirement nul.

Par exemple, dans le processus $\pi N \rightarrow K^* \Lambda$, la trajectoire du méson K est la seule trajectoire de parité antinaturelle qui puisse être échangée. Même en supposant l'existence d'un conspirateur lié à cette trajectoire, on obtient toujours :

$$\rho^{(-)^{\lambda_3}}_{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}} = 0$$

Nous avons ainsi un moyen de comparer les différentes hypothèses dynamiques, hypothèses qu'il est difficile de distinguer lorsque seules les sections efficaces différentielles sont connues expérimentalement.

CHAPITRE IV

lyse de certaines réactions de production de résonances

) - Généralités .

Jusqu'à présent, les éléments de matrice densité sont mesurés dans le système de Jackson[1]. Nous utiliserons donc ce système de référence dans ce chapitre.

Dans toutes les réactions produisant une résonance bosonique les sections efficaces $\sigma^{\pm}_{\lambda_3}$ sont directement obtenues à partir de la désintégration de la résonance. La distribution angulaire de désintégration du méson vecteur est donnée en fonction de $\sigma_1^{\pm}$ par :

$$W(\cos\theta,\varphi) = \frac{3}{4\pi}\left\{\rho_{oo}\cos^2\theta + (\sigma_1^{+}\sin^2\varphi + \sigma_1^{-}\cos^2\varphi)\sin^2\theta - \sqrt{2}\,\mathrm{Re}\,\rho_{10}\sin 2\theta\cos\varphi\right\}$$

$$W(\cos\theta) = \frac{3}{4}\left\{2\rho_{oo}\cos^2\theta + (\sigma_1^{+} + \sigma_1^{-})\sin^2\theta\right\}$$

$$W(\varphi) = \frac{1}{2\pi}\left\{\rho_{oo} + 2(\sigma_1^{+}\sin^2\varphi + \sigma_1^{-}\cos^2\varphi)\right\}$$

Dans ce cas, on a : $\sigma_1^{\pm} = \rho_{11} \pm \rho_{1-1}$; le signe de ρ_{1-1} donne donc l'importance de σ_1^{+} par rapport à σ_1^{-}. Nous avons calculé $\sigma_1^{\pm}$ à partir des valeurs publiées de ρ_{00} et ρ_{1-1}. Nous pensons que les

incertitudes expérimentales sur $\sigma_1^{\pm}$ seraient moins importantes si ces quantités étaient calculées directement à partir des résultats expérimentaux au lieu de calculer d'abord ρ_{00} et ρ_{1-1}.

Avant d'envisager quelques cas particuliers, faisons la remarque générale suivante : il semble pour toutes les réactions que ρ_{00} n'atteint jamais effectivement sa limite supérieure 1 à l'avant, ce qui veut dire que ρ_{11} n'est jamais exactement nul à l'avant. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, cela signifie soit que tous les résultats expérimentaux devraient être corrigés par une contribution de "bruit de fond", soit qu'aucun des processus de diffusion à haute énergie ne peut être décrit par de simples pôles de Regge évasifs.

2) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow \rho^0 \Delta^{++}$.

Cette réaction a suscité un grand intérêt ces derniers mois, car les plus récents résultats obtenus par la collaboration Aix-la-Chapelle - Berlin - CERN[11] sont considérés comme la meilleure preuve contre la conspiration. Mais, en même temps, le fait que ρ_{00} ne soit pas nul à l'avant ($\rho_{00} = 0.87 \pm 0.05$) peut être considéré comme une indication contre la seule présence de pôles de Regge évasifs.

Les trajectoires susceptibles d'être échangées dans cette réaction sont le π et le A_1 de parité antinaturelle et le A_2 de parité naturelle. Nous montrons sur la figure 1 quelques valeurs de σ_1^+ et σ_1^-. Il est difficile actuellement, étant donné les incertitudes expérimentales, d'obtenir des conclusions définitives, mais il est possible au moins de remarquer la tendance

de σ_1^+ à dominer σ_1^- quand l'énergie augmente, sauf à l'avant. Un résultat opposé serait très étonnant.

) - Réaction $\pi^+ p \longrightarrow \omega^o \Delta^{++}$.

Cette réaction a déjà été étudiée par Högaasen et Lubatti[4] et l'on sait que pour expliquer cette réaction il est nécessaire de considérer au moins la contribution de deux pôles de Regge de parités opposées, le ρ et le B qui sont les seules trajectoires connues ayant les nombres quantiques de la voie croisée de cette réaction. En effet, Wang[12] prédit il y a déjà quelque temps que toutes les amplitudes d'hélicité correspondant à l'échange du ρ doivent s'annuler en $t \simeq -0.6 \left(\frac{GeV}{c}\right)^2$ ce qui correspond à $\alpha_\rho = 0$. Or, aucun creux n'est observé en ce point sur les sections efficaces expérimentales mesurées à 5[13], 7[14] et 8[15] GeV/c (voir figure 2 pour la mesure à 8 GeV/c). La contribution de la trajectoire B doit donc rendre compte des résultats expérimentaux dans cette région.

Nous avons porté sur la figure 3 $\sigma_1^{\pm}$ calculé à partir des résultats expérimentaux à 5 GeV/c[13]. De cette figure on peut conclure que, d'une part la contribution du B n'est pas négligeable lorsque l'hélicité du ω est égale à 1 et que, d'autre part, σ_1^+ exhibe un creux vers $t = -0.6$ qui est compatible avec la disparition de la contribution du ρ' . Il est utile de remarquer que ce creux n'apparait pas dans la section efficace différentielle.

) - Réaction $KN \longrightarrow K^* N$.

Nous présentons dans les tables I et II quelques valeurs de $\sigma_1^{\pm}$ calculées à partir des résultats expérimentaux pour $K^- p \longrightarrow K^{*-} p$ et $K^- p \longrightarrow K^{*o} n$(16)(17). Les valeurs correspondantes pour $K^+ p \longrightarrow K^{*+} p$(18) sont à peu près semblables à celles obtenues pour la production du K^{*-}. Les chiffres de ces tables montrent que les contributions des états de parité anti-naturelle sont compatibles avec zéro, dans les limites des erreurs expérimentales, lorsque l'hélicité du K^* est égale à 1 . A notre connaissance ce résultat est en fait nouveau, puisqu'il a été obtenu par Jackson et Pilkuhn(19) à l'aide d'un modèle particulier comprenant seulement l'échange d'un pion élémentaire et d'un méson vecteur. Mais nous pouvons aboutir à d'autres conclusions au sujet des échanges dominants. La contribution du Pomeranchuk P doit être petite (en fait si le P est un singulet de SU(3) il ne peut se coupler à KK^*) car les sections efficaces sont des fonctions variant rapidement avec l'énergie avec une dépendance effective $\alpha(0)$ de l'ordre de 0,5 (compatible avec la dominance du P', ρ , ω ou A_2). La contribution du ρ est sans doute petite car on n'observe pas de creux près de $t = -0,6$ dans σ_1^+ pour la production du K^{*o} (voir aussi référence (19)). Cette production doit donc être dominée par l'échange du π et du A_2. Ces contributions du pion et du A_2 , grâce à l'indépendance de charge, sont quatre fois plus grandes dans la production du K^{*o} que dans la production du $K^{*\pm}$, bien que les sections efficaces de ces différents processus soient à peu près du même ordre de grandeur. Nous pouvons donc conclure que la production du $K^{*\pm}$ est dominée par l'échange du P' ou du ω . Puisqu'aucun creux n'est observé dans $\sigma_1^+ (K^{*\pm})$

on doit s'attendre à une trajectoire du ω assez plate ou à une prépondérance de l'échange du P' dans la production du K^* chargé[20].

La réaction $K^+p \longrightarrow K^{*o}\Delta^{++}$ est fortement dominée à 3,5 et 5 GeV/c[21] par l'échange du pion quand le K^* se trouve dans l'état d'hélicité zéro. Quand le K^* de cette réaction est dans l'état d'hélicité 1 la contribution due à l'échange d'une parité naturelle et celle due à l'échange d'une parité antinaturelle sont à peu près du même ordre de grandeur (ρ_{1-1} est très petit). Ceci suggère que le couplage du A_2 à $N\bar{\Delta}$ est beaucoup plus petit qu'à $N\bar{N}$.

CONCLUSION de la DEUXIEME PARTIE

Nous avons montré qu'il est toujours possible de séparer la section efficace en parties comprenant seulement l'échange d'objets de parité naturelle (respectivement antinaturelle) pour chaque état d'hélicité des particules intervenant dans une réaction de production à deux corps. Quand le processus est provoqué par un pion ou un méson K, la séparation est effectuée complètement en mesurant les éléments $\rho_{\lambda_3 \lambda_3}$ et $\rho_{\lambda_3 -\lambda_3}$ de la matrice densité de la résonance bosonique sortante. Lorsqu'aucune des particules de l'état initial n'est sans spin, nous avons montré quelles expériences de polarisation seraient principalement nécessaires pour déterminer la parité des états échangés. Nous avons aussi montré que ces mesures étaient capables de fournir des informations sur les mécanismes dynamiques (pôles de Regge évasifs, conspirants, absorption, etc...) informations qu'il n'est pas possible d'obtenir par ailleurs.

Dans cette partie, nous nous sommes seulement intéressés à la parité des états échangés. Mais il a été démontré[3][4] que des renseignements au sujet de la G parité ou de la conjugaison de charge de ces états peuvent être obtenus en considérant des combinaisons linéaires de sections efficaces lorsqu'une résonance ayant différents états de charge est produite (comme par exemple la résonance ρ). En introduisant ces différentes combinaisons dans les éléments de matrice densité, il serait possible, dans certains cas, de déterminer exactement l'ensemble complet de nombres quantiques échangés.

Nous espérons que ces considérations stimuleront la réalisation d'expériences comprenant des mesures de polarisation. Ce genre d'expériences est actuellement d'un intérêt primordial pour la compréhension de la diffusion des particules élémentaires à haute énergie. Il est évident que de grands progrès restent à faire lorsque l'on considère les éléments de matrice densité publiés jusqu'à présent et que, à la fois, leurs dépendances en énergie et en t doivent être étudiées. Ceci n'est pas très surprenant lorsque l'on réalise que la plupart des résonances connues ont été découvertes durant ces cinq ou six dernières années et que les expérimentateurs commencent à peine à concentrer leurs efforts sur l'étude des mécanismes de production plutôt que sur la recherche de nouvelles résonances. Reste le problème du bruit de fond qui peut altérer toutes les conclusions possibles. Il serait très agréable que certains progrès théoriques (comme le formalisme multi-Regge) puissent permettre une meilleure compréhension de ce que l'on appelle le bruit de fond, de manière à ce que l'on soit sûr d'étudier effectivement une réaction à deux corps .

REFERENCES
de la DEUXIEME PARTIE

(1) K. Gottfried et J.D. Jackson, Nuov. Cim., 33, 309, (1964).

(2) B. Kaidalov, Phys. Lett., 26 B, 20, (1967); G. A. Ringland et R. L. Thews, Phys. Rev., 170, 1569, (1968).

(3) A. P. Contogouris, H. J. Lubatti et J. Tran Thanh Van, Phys. Rev. Lett., 19, 1352, (1967).

(4) H. Högaasen et H. J. Lubatti, Phys. Lett., 26 B, 166, (1968).

(5) P. Stichel, Zeit. Phys., 180, 170, (1964).

(6) M. Hayashi, "Vector dominance model and charged pion photoproduction sum rules", Jagellonian University, Cracovie (1968).

(7) A. Bialas, A. Gula, B. Muryn et K. Zalewski, Nucl. Phys., B 6, 449, (1968).

(8) Pour une revue de ce modèle et de ses différentes applications, voir H. Joos dans "Special problems in high-energy physics", p. 320, édité par P. Urban (Springer Verlag, Vienne, 1967).

(9) A. Bialas et K. Zalewski, Phys. Lett., 26 B, 513, (1968).

(10) L. Jones, Phys. Rev., 163, 1523, (1967).

(11) Collaboration Aix-la-Chapelle - Berlin - CERN : contribution à la "Topical Conference on High-Energy Collisions of Hadrons", CERN (1968).

(12) L. L. Wang, Phys. Rev. Lett., 16, 756, (1966).

(13) Collaboration Bonn - Durham - Nijmegen - Paris - Strasbourg - Turin : contribution à la "Conférence Internationale sur les Particules Elémentaires", Heidelberg (1967).

(14) Collaboration Rochester - Yale, référence mentionnée par H. J. Lubatti "Regge poles in high-energy scattering", Ecole Internationale de Physique "Ettore Majorana" (1968).

(15) Collaboration Aix-la-Chapelle - Berlin - CERN, contribution à la conférence d'Heidelberg (1967).

(16) F. Schweingruber et al., Phys. Rev., 166, 1317, (1968).

(17) Collaboration Aix-la-Chapelle - Berlin - CERN - Londres (I. C.) - Vienne, Nucl. Phys., B 5, 567, (1968).

(18) M. Ferro-Luzzi et al., Nuov. Cim., 36, 1101, (1965).
W. De Baere et al., Nuov. Cim., 51 A, 401, (1967).

(19) J. D. Jackson et H. Pilkhun, Nuov. Cim., 33, 906, (1964).

(20) Nous retrouvons quelques résultats qualitatifs obtenus dans une étude phénoménologique par M. Markytan, prétirage du CERN, Ph. 67-33.

(21) R. George et al., Nuov. Cim., 49 A, 9, (1967).

(22) D. Brown et al., Phys. Rev. Lett., 19, 664, (1967).

(23) Collaboration Aix-la-Chapelle - Berlin - CERN, Phys. Lett., 22, 533, (1966).

TABLES

able I - Calcul de $\sigma_1^{\pm}$ pour la réaction $K^- p \longrightarrow p K^{*-}$ (890).

rgie V/c)		t			
		- 0,05	- 0,15	- 0,30	- 0,70
$_1$(16)	σ_1^+	0,6 ± 0,14	0,7 ± 0,1	0,79 ± 0,08	0,72 ± 0,11
	σ_1^-	0,0 ± 0,14	0,04 ± 0,1	0,07 ± 0,08	0,06 ± 0,11
$_5$(16)	σ_1^+	0,61 ± 0,1	0,87 ± 0,08	0,77 ± 0,07	0,82 ± 0,11
	σ_1^-	0,11 ± 0,1	0,11 ± 0,08	0,10 ± 0,07	0,08 ± 0,11
(17)	σ_1^+	0,70 ± 0,09	0,93 ± 0,1	0,66 ± 0,12	0,80 ± 0,11
	σ_1^-	0,02 ± 0,09	0,01 ± 0,1	0,20 ± 0,12	0,08 ± 0,11

able II - Calcul de $\sigma_1^{\pm}$ pour la réaction $K^- p \longrightarrow K^{o*}$ (890)n .

rgie V/c)		t			
		- 0,05	- 0,15	- 0,30	- 0,70
$_1$(16)	σ_1^+	0,19 ± 0,11	0,21 ± 0,15	0,40 ± 0,16	0,50 ± 0,14
	σ_1^-	0,25 ± 0,11	0,17 ± 0,15	0,21 ± 0,16	0,14 ± 0,14
$_5$(16)	σ_1^+	0,17 ± 0,11	0,35 ± 0,14	0,52 ± 0,16	0,58 ± 0,14
	σ_1^-	0,07 ± 0,11	0,15 ± 0,14	0,04 ± 0,16	0,16 ± 0,14
$_0$(17)	σ_1^+	0,35 ± 0,10		0,44 ± 0,18	
	σ_1^-	0,03 ± 0,10		0,08 ± 0,18	

EXPLICATION des FIGURES

Figure 1 :

Allure expérimentale de $\sigma_1^{\pm}$ pour la réaction $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta^{++}$ à 4 GeV/c[22], 5 GeV/c[13] et 8 GeV/c[23]. Les courbes sont des tracés libres, sans référence théorique.

Figure 2 :

Section efficace différentielle de la réaction $\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}$ à 8 GeV/c[15].

Figure 3 :

Allure expérimentale de $\sigma_1^{\pm}$ pour la réaction $\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}$ à 5 GeV/c[13]. Les courbes sont des tracés libres, sans référence théorique.

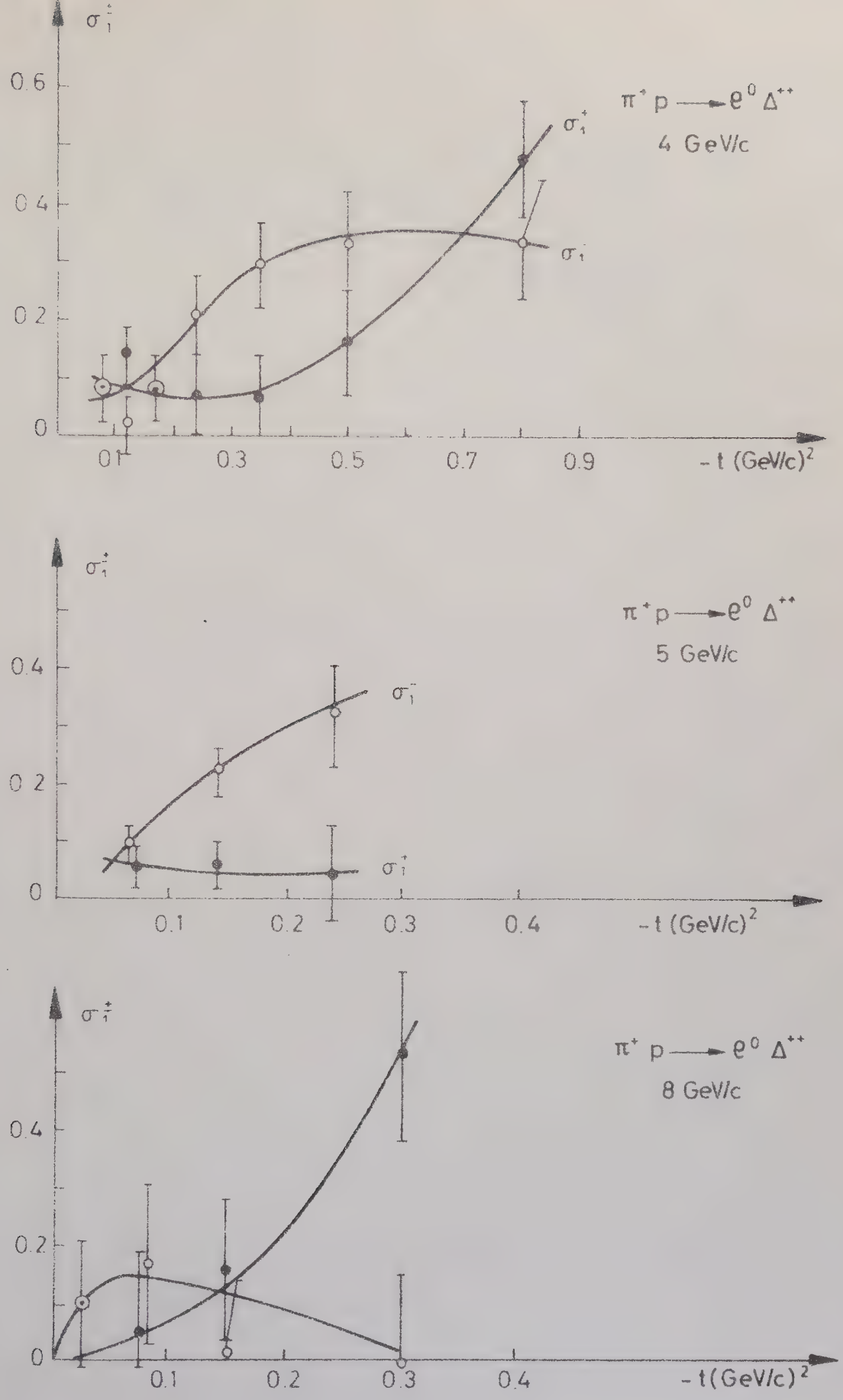

$\sigma_1^{\pm}$
0.6
0.4
0.2
0
σ_1^+
σ_1^-
$\pi^+ p \longrightarrow e^0 \Delta^{++}$
4 GeV/c
0.1
0.3
0.5
0.7
0.9
$-t\ (GeV/c)^2$
$\sigma_1^{\pm}$
0.4
0.2
0
$\pi^+ p \longrightarrow e^0 \Delta^{++}$
5 GeV/c
σ_1^-
σ_1^+
0.1
0.2
0.3
0.4
$-t\ (GeV/c)^2$
$\sigma_1^{\pm}$
0.4
0.2
0
$\pi^+ p \longrightarrow e^0 \Delta^{++}$
8 GeV/c
0.1
0.2
0.3
0.4
$-t\ (GeV/c)^2$

FIG 1

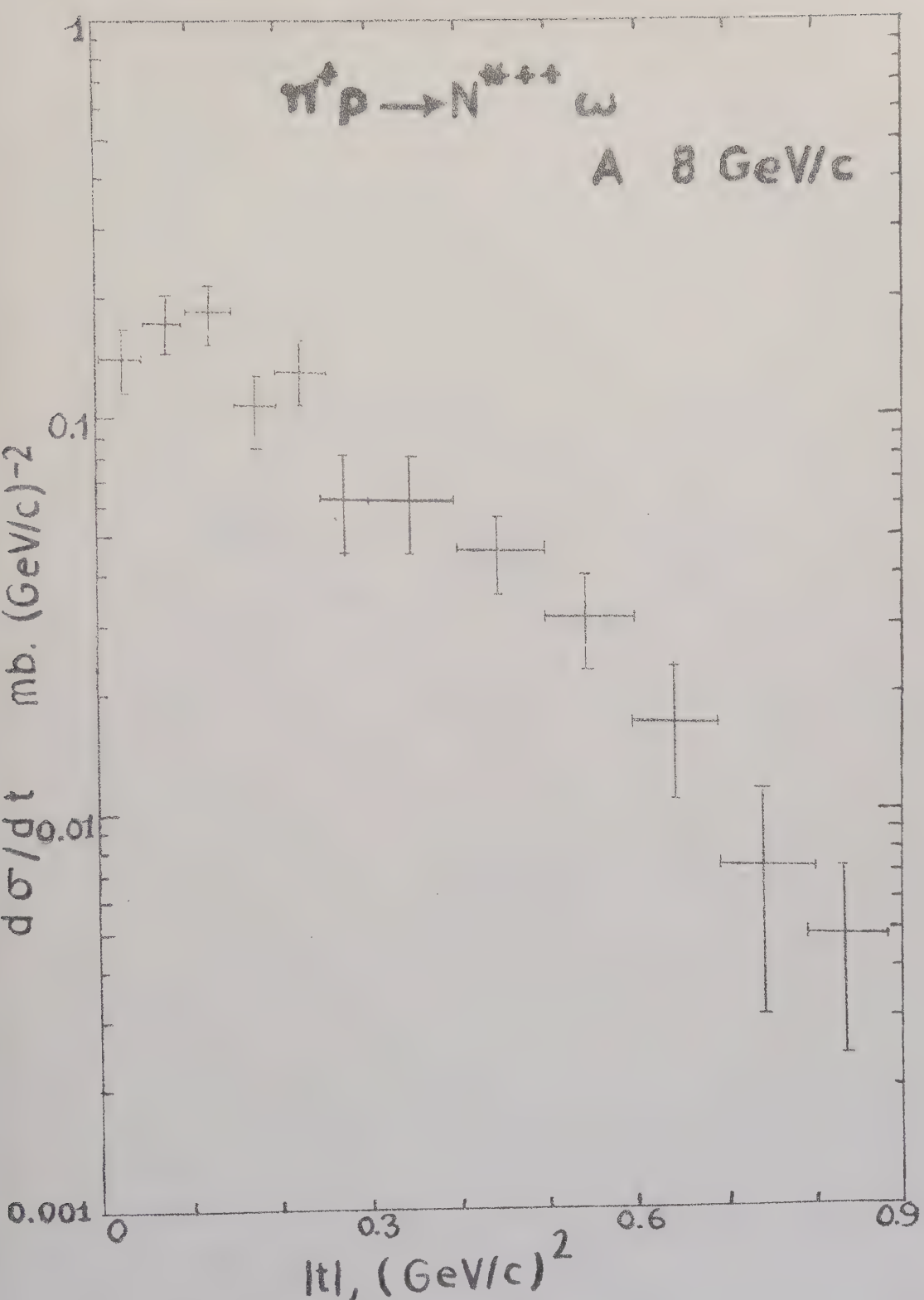

$\pi^+ p \rightarrow N^{*++} \omega$
A 8 GeV/c
1
0.1
0.01
0.001
$d\sigma/dt$ mb. $(GeV/c)^{-2}$
0
0.3
0.6
0.9
$|t|, (GeV/c)^2$

Fig.2.

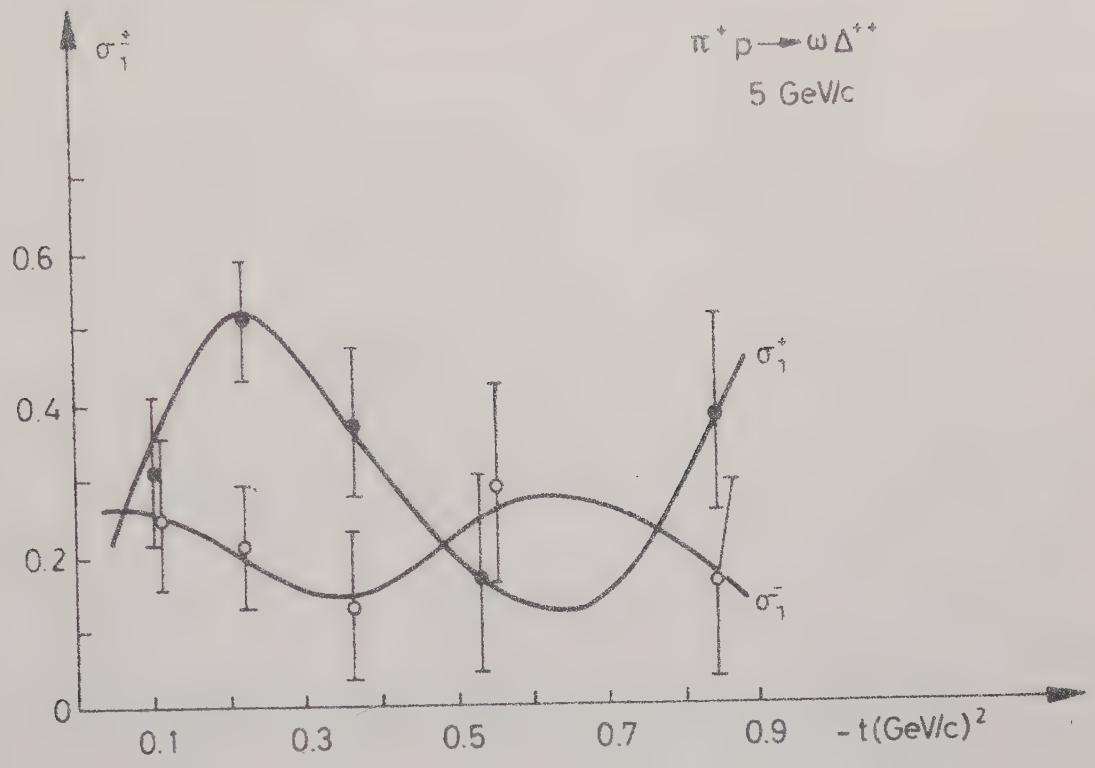

$\sigma_1^{\pm}$
$\pi^+ p \rightarrow \omega \Delta^{++}$
5 GeV/c
0.6
0.4
0.2
0
σ_1^+
σ_1^-
0.1
0.3
0.5
0.7
0.9
$-t(\text{GeV/c})^2$

FIG. 3

TROISIEME PARTIE

ETUDE DES REACTIONS DE PHOTOPRODUCTION A L'AIDE DU MODELE DES POLES DE REGGE

CHAPITRE V

Photoproduction des pions

La photoproduction des pions est l'une des rares réactions entre particules élémentaires pour laquelle on a pu construire des amplitudes invariantes et démontrer que ces amplitudes étaient sans singularités cinématiques[2]. Nous avons donc utilisé ces amplitudes en les paramétrisant à l'aide du modèle des pôles de Regge. En effet, tous les renseignements donnés par la cinématique de la réaction sont contenus dans les facteurs permettant de définir les amplitudes d'hélicité en fonction des amplitudes invariantes. En particulier les contraintes se déduisent directement de ces facteurs.

) - Amplitudes de diffusion et section efficace .

Les relations entre les fonctions invariantes construites par Bau[2] et les amplitudes d'hélicité de la voie t sont données par :

$$\bar{f}^{+}_{\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}\,1\,0} = \bar{f}^{+}_{0\,1} = -\frac{1}{2}\,k_t\,\sqrt{t}\,(A_1 - 2mA_4)$$

$$\bar{f}^{-}_{\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}\,1\,0} = \bar{f}^{-}_{0\,1} = p_t k_t\,(A_1 + tA_2)$$

(V-1)

$$\bar{f}^{+}_{\frac{1}{2}\,-\frac{1}{2}\,1\,0} = \bar{f}^{+}_{1\,1} = \frac{1}{2}\,k_t\,(2m\,A_1 - tA_4)$$

$$\bar{f}^{-}_{\frac{1}{2}\,-\frac{1}{2}\,1\,0} = \bar{f}^{-}_{1\,1} = -p_t k_t\,\sqrt{t}\,A_3$$

où :

$$\bar{f}_{\lambda\mu} = \left[\cos\frac{\theta_t}{2}\right]^{-|\lambda+\mu|}\left[\sin\frac{\theta_t}{2}\right]^{-|\lambda-\mu|} f_{\lambda\mu}\ ,$$

$$\bar{f}^{\pm}_{\lambda\mu} = \bar{f}_{\lambda\mu} \pm \bar{f}_{-\lambda\mu}\ ,$$

et k_t , p_t et θ_t sont respectivement l'impulsion du boson, l'impulsion du nucléon et l'angle de diffusion dans le système du centre de masse de la voie t .

Le développement en isospin est défini par :

$$A_i = A_i^{+}\,\delta_{3\alpha} + \frac{1}{2}\left[\tau_\alpha\,,\,\tau_3\right] A_i^{-} + \tau_\alpha\,A_i^{o} \qquad \text{(V-2)}$$

Les A_i sont sans singularités cinématiques et nous rappelons que A_2^{-} a un pôle en $t = \mu^2$ (μ masse du pion, m masse du nucléon) conséquence de l'invariance de jauge. Les singularités cinématiques des amplitudes d'hélicité sont obtenues directement de (V-1) ainsi que la relation de conspiration bien connue :

$$\lim_{t \to 0}\ (i\,\bar{f}^{-}_{0\,1} + \bar{f}^{+}_{1\,1}) = 0\,(\sqrt{t}) \qquad \text{(V-3)}$$

La section efficace différentielle est donnée en fonction des $\bar{f}$ par :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{\pi s k_s^2}\left\{\left(\left|\bar{f}^{+}_{0\,1} + \bar{f}^{-}_{0\,1}\right|^2 + \left|\bar{f}^{+}_{0\,1} - \bar{f}^{-}_{0\,1}\right|^2\right)\sin^2\theta_t + \right.$$

$$\left. - (1-\cos\theta_t)^2\left|\bar{f}^{+}_{1\,1} - \bar{f}^{-}_{1\,1}\right|^2 + (1+\cos\theta_t)^2\left|\bar{f}^{+}_{1\,1} + \bar{f}^{-}_{1\,1}\right|^2\right\} , \qquad \text{(V-4)}$$

où k_s désigne l'impulsion initiale dans le système du centre de masse de la voie s .

$$\cos\theta_t = (2s + t - 2m^2 - \mu^2)/4 p_t k_t \quad ,$$

$$\sin\theta_t = \left[\phi(s,t)\right]^{1/2} / 2 p_t k_t \sqrt{t} \quad ,$$

$$\phi(s,t) = stu - tm^2(m^2 - \mu^2) - \mu^4 m^2$$

) - Etats intermédiaires possibles dans la voie t .

Nous considérons les deux ensembles de réactions :

a) $\begin{cases} \gamma\pi^- \longrightarrow n\bar{p} \\ \gamma\pi^+ \longrightarrow p\bar{n} \end{cases}$

b) $\begin{cases} \gamma\pi^o \longrightarrow p\bar{p} \\ \gamma\pi^o \longrightarrow n\bar{n} \end{cases}$

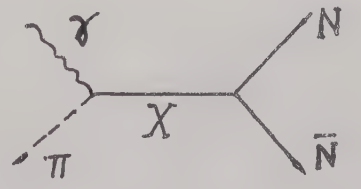


FIG. 4

Comme il a été montré par Childers et Holladay[3] l'état intermédiaire X (voir figure 4) susceptible d'être échangé dans la voie t doit avoir des nombres quantiques tels que :

(i) B, I, P, G, C, S et Q sont conservés au vertex $XN\bar{N}$

(ii) B, P, C, S et Q sont conservés au vertex $\gamma\pi X$

(iii) la valeur propre de l'opérateur de conjugaison de charge C est un bon nombre quantique pour les états neutres seulement.

Les seuls états connus ayant $B = S = 0$ et une parité paire sont les résonances A_1, A_2 et B *) et les deux trajectoires associées au vide ; A_1, A_2 et ces deux trajectoires sont interdites dans les réactions (b) par la conservation de C, et les deux trajectoires du vide sont aussi interdites dans les réactions (a) par la conservation de la charge. Les particules connues de nombres quantiques $B = S = 0$ et de parité impaire sont ρ, ω, ϕ, π et η. L'échange du η est interdit dans les réactions (a) et (b) pour les mêmes raisons qui interdisent les trajectoires du vide, ω et ϕ sont interdits dans les réactions (a) par la conservation de la charge et de l'isospin et π est interdit dans (b) par l'invariance par rapport à C.

Les seuls états possibles restants sont, suivant le cas, les suivants :

B, ω, ϕ, ρ pour $\gamma N \longrightarrow \pi^o N$,

B, ρ, π, A_1, A_2 pour $\gamma p \longrightarrow \pi^+ n$ et $\gamma n \longrightarrow \pi^- p$

*) Nous supposons que le méson B est une résonance 1^+ avec $G = -C = 1$ et de masse 1210 MeV.

) - Contributions aux amplitudes d'hélicité .

Nous déterminons maintenant à quelles amplitudes d'hélicité chaque état contribue.

a) Réactions $\gamma N \longrightarrow \pi^{\pm} N$.

En fonction des états propres de l'opérateur parité :

$$|JM\lambda\lambda'\rangle_{\pm} = |JM\lambda\lambda'\rangle \pm |JM-\lambda-\lambda'\rangle \quad ,$$

où λ et λ' désignent les hélicités des nucléons, on obtient :

$$G\,|JM\lambda\lambda\rangle_{\pm} = (-1)^{J+1}\,|JM\lambda\lambda\rangle_{\pm}$$

$$G\,|JM\lambda\lambda'\rangle_{\pm} = \pm(-1)^{J+1}\,|JM\lambda\lambda'\rangle_{\pm} \qquad (\lambda \neq \lambda')$$

(i) contribution du ρ : La parité et la signature de la trajectoire du ρ étant paires, cette trajectoire ne se couple qu'aux états $|JM\lambda\lambda'\rangle_{+}$. Le ρ ne peut donc contribuer qu'aux deux amplitudes :

$$\bar{f}^{J+}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10} \qquad \text{et} \qquad \bar{f}^{J+}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}10}$$

(ii) contribution du π : La trajectoire du π a une signature paire et une parité impaire. Les états ayant des hélicités des nucléons différentes sont interdits par la G parité. Le π contribuera seulement à : $\bar{f}^{J-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10}$

(iii) contribution du B : Pour la trajectoire du B , les états comportant des hélicités des nucléons différentes sont aussi interdits. Comme c'est une trajectoire de parité antinaturelle il ne contribue qu'à : $\bar{f}^{J-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10}$

(iv) contribution du A_1 : Le méson A_1 a une parité paire et une signature impaire. Seuls les états d'hélicités opposées pour les nucléons sont permis par la conservation de G . Il contribue seulement à : $\bar{f}^{J-}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}10}$

(v) contribution du A_2 : De signature et de parité paires, la trajectoire du A_2 contribue aux deux états d'hélicité des nucléons et par conséquent aux amplitudes : $\bar{f}^{J+}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10}$ et $\bar{f}^{J+}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}10}$

b) Réactions $\gamma N \rightarrow \pi^o N$.

La G parité est toujours conservée car le photon peut être à la fois isoscalaire et isovectoriel. Cependant C doit être conservé aux deux vertex et l'on obtient :

$$C\,|JM\lambda\lambda'\rangle_{\pm} = \pm(-1)^J\,|JM\lambda\lambda'\rangle_{\pm} \qquad (\lambda \neq \lambda') ,$$

$$C\,|JM\,\lambda\lambda\rangle_{\pm} = (-1)^J\,|JM\lambda\lambda\rangle_{\pm} .$$

(i) contributions des mésons vecteurs : Le ρ , le ω et le ϕ sont de signature impaire et de parité impaire. Les deux états d'hélicité des nucléons sont permis ; ils contribuent donc à : $\bar{f}^{J+}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10}$ et $\bar{f}^{J+}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}10}$

(ii) contribution du B : Les états d'hélicités différentes pour les nucléons sont interdits par C, et B contribue à : $\bar{f}^{J-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10}$

) - Forme asymptotique des amplitudes d'hélicité .

a) Trajectoires filles .

Puisque notre problème fait intervenir trois masses différentes, $\cos\theta_t$ ne se comporte plus comme s à l'avant. Nous supposons que cette dépendance en s est rétablie par un mécanisme de trajectoires filles[4].

Alors, en utilisant la méthode développée par Wang[5][6] et en gardant seulement les premiers pôles des fonctions gamma dans le développement asymptotique des polynômes de Legendre, nous obtenons les contributions suivantes :

$$\bar{f}^{+}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10} = -\frac{1}{2}k_t\sqrt{t}(a_1 - 2m a_4)\xi_\alpha$$

$$\bar{f}^{-}_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10} = p_t k_t (a_1 + t a_2)\xi_\alpha$$

(V-5)

$$\bar{f}^{+}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}10} = \frac{1}{2}k_t (2m a_1 - t a_4)\xi_\alpha$$

$$\bar{f}^{-}_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}10} = -p_t k_t \sqrt{t}\, a_3 \xi_\alpha$$

dues à l'échange d'un seul pôle de Regge de trajectoire α telle que :

$$\xi_\alpha = \alpha(\alpha+1)\frac{1 \pm e^{-i\pi\alpha}}{\sin\pi\alpha}\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha-1}\pi_\alpha$$

avec π_α égal à $(\alpha+2)$ ou $(\alpha+2)(\alpha+3)$

et, comme d'habitude, nous choisissons $s_o = 1\,\mathrm{GeV}^2$.

b) Contraintes en $t = 0$.

Dans les expressions précédentes, a_1 , a_2 , a_3 et a_4 sont supposées être des fonctions régulières, sans singularités cinématiques. Elles sont en fait reliées aux fonctions invariantes que l'on suppose obéir d'habitude à une représentation de Mandelstam et peuvent donc avoir des pôles provenant de l'invariance de jauge. Nous retiendrons seulement le pôle du pion dans A_2 . Comme nous l'avons déjà mentionné, les amplitudes d'hélicité ne sont plus indépendantes lorsque t tend vers zéro, mais sont reliées par la contrainte (V-3).

Trois mécanismes peuvent satisfaire ce genre de relation ; ce sont,

rappelons-le, la conspiration, l'évasion et les interférences avec des trajectoires filles[1]. Sur les équations (V-5) il apparait que chaque pôle de Regge conduit à des amplitudes d'hélicité d'ordre $s^{\alpha-1}$; par conséquent, toute trajectoire fille fournira une contribution d'ordre $s^{\alpha-2}$ au plus. Si la trajectoire principale contribue à $\bar{f}^{-}_{0\,1}$ ou à $\bar{f}^{+}_{1\,1}$ avec des termes d'ordre $s^{\alpha-1}$, il est clair que les contributions des filles ne satisferont jamais l'équation (V-3). Ces contributions seraient utiles seulement si la trajectoire principale donne une contribution $s^{\alpha-1}$ à $f^{-}_{1\,1}$ de manière à compenser la contribution $s^{\alpha-2}$ à $f^{+}_{1\,1}$ (cette situation se rencontre seulement avec l'échange du A_1). En fait nous négligerons toujours les termes en $s^{\alpha-2}$ provenant d'une trajectoire principale.

Nous pouvons donc conclure que le mécanisme des filles (troisième alternative de la référence[1]) présente très peu d'intérêt dans la photoproduction pour satisfaire la contrainte en $t = 0$ et que, pour le moins, il y a très peu de chance pour que ce mécanisme soit vérifié par l'expérience. Nous allons maintenant examiner pour chaque cas particulier lequel des deux mécanismes, conspiration ou évasion, peut être envisagé.

5) - Comparaison avec l'expérience .

Nous étudions d'abord le cas le plus facile : $\gamma p \longrightarrow \pi^{o} p$.

a) Photoproduction du pion neutre :

Comme nous l'avons déjà remarqué, seuls le B et les mésons vecteurs contribuent à ce processus. Or il est bien connu des analyses de la photoproduction à basse énergie, de la photoproduction des mésons vectoriels,

de SU 3 et de beaucoup d'autres études, que les couplages $\gamma\pi\rho$ et $\gamma\pi\phi$ sont très petits par rapport au couplage $\gamma\pi\omega$. Nous ne considérerons donc pas les contributions du ρ et du ϕ et nous supposerons que seules les trajectoires du ω et du B sont échangées dans cette réaction. Notre contribution du ω peut, bien sûr, être considérée comme la contribution effective des mésons vecteurs.

Si nous examinons maintenant le développement en isospin habituel (V-2) de l'amplitude de diffusion, nous constatons que le B contribue seulement à T^o et le ω seulement à T^+. Donc toute conspiration entre ces trajectoires est impossible dans $\gamma p \longrightarrow \pi^o n$.

L'échange de la résonance ω conduit à la contribution suivante, qui nous donne la forme de la solution évasive :

$$T^+_\omega = \left[C_1 M_4 - C_2(tM_1 - M_2)\right] \frac{\lambda_{\gamma\pi\omega}}{t - m^2_\omega} \qquad \text{(V-6)}$$

où C_1 et C_2 sont les constantes de couplage habituelles $\omega N\bar{N}$. Les contributions aux amplitudes d'hélicité sont alors données par :

$$\bar{f}^+_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}10} = \frac{1}{2} k_t \sqrt{t} \left[C_2 t + 2m C_1\right] ,$$

$$\bar{f}^+_{\frac{1}{2}-\frac{1}{2}10} = -\frac{1}{2} k_t t \left[2mC_2 + C_1\right] \qquad \text{(V-7)}$$

Des équations (V-7) on déduit que l'amplitude conspirante f^+_{11} tend vers zéro comme $\sqrt{t}$, ce qui est en accord avec un mécanisme évasif pour l'échange du ω.

Pour l'échange du B , seule l'amplitude A_2 dans les équations (V-1) n'est pas nulle et la contribution du B s'annule toujours comme $\sqrt{t}$.

Nous supposons que les trajectoires du ω et du B sont parallèles à la trajectoire du ρ avec un décalage dû à la différence entre les masses, de telle sorte que :

$$\alpha_\omega(t) = 0,56 + t \quad , \quad \alpha_B(t) = -0,3 + t \ .$$

La paramétrisation des amplitudes d'hélicité pour $\gamma p \to \pi^o n$ est donc donnée par :

$$\bar{f}^+_{01} = \frac{1}{2} k_t \sqrt{t} \left[t a^\omega_1 - 2m a^\omega_4 \right] \xi_{\alpha_\omega}$$

$$\bar{f}^+_{11} = \frac{1}{2} k_t t \left[2m a^\omega_1 - a^\omega_4 \right] \xi_{\alpha_\omega}$$

$$\bar{f}^-_{01} = p_t k_t t a^B_2 \xi_{\alpha_B}$$

avec : $$\xi_{\alpha_\omega} = \alpha_\omega (\alpha_\omega+1)(\alpha_\omega+2) \left[\frac{1 - e^{-i\pi\alpha_\omega}}{\sin \pi\alpha_\omega} \right] \left(\frac{s}{s_o} \right)^{\alpha_\omega - 1}$$

$$\xi_{\alpha_B} = \alpha_B (\alpha_B+1)(\alpha_B+2)(\alpha_B+3) \left[\frac{1 - e^{-i\pi\alpha_B}}{\sin \pi\alpha_B} \right] \left(\frac{s}{s_o} \right)^{\alpha_B - 1}$$

Les facteurs supplémentaires $(\alpha+2)$ et $(\alpha+3)$ ont été introduits de manière à reproduire les résultats expérimentaux jusqu'à $t = -3\ (GeV/c)^2$, car $\alpha_\omega = -2$ pour $t = -2,5\ (GeV/c)^2$ et $\alpha_B = -3$ pour $t = -2,7 (GeV/c)^2$; a^ω_1 , a^ω_4 et a^B_2 sont supposés constants.

Lorsque $t \to 0$, seule la contribution du ω à $\bar{f}^+_{01}$ subsiste; on doit donc s'attendre à ce que la section efficace différentielle soit très petite à

l'avant puis croisse rapidement ; ceci est en bon accord avec les résultats expérimentaux. De même le minimum observé à $t \approx -0,6\,(\mathrm{GeV/c})^2$ est un effet caractéristique du zéro de la trajectoire à cette valeur du transfert, analogue au minimum observé dans l'échange de charge $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, dû au zéro de la trajectoire du ρ .

Les résultats de nos calculs théoriques sont représentés sur les figures 5, 6, 7 avec les résultats expérimentaux des références[7][8][9]. Ils correspondent aux valeurs suivantes des paramètres :

$$a_1 = -22,8 \sqrt{\mu b}\ (\mathrm{GeV/c})^{-3}$$

$$a_4 = 4,56 \sqrt{\mu b}\ (\mathrm{GeV/c})^{-2}$$

$$a_2 = 34 \sqrt{\mu b}\ (\mathrm{GeV/c})^{-3}$$

Les caractéristiques générales des sections efficaces différentielles en fonction du transfert et de l'énergie E_γ du photon incident sont bien reproduites pour $E_\gamma \geq 3\,\mathrm{GeV/c}$.

Il n'est pas étonnant que nos résultats soient moins bons pour $E_\gamma = 2$ et $2,5\,\mathrm{GeV/c}$, car on peut s'attendre à ce que la contribution des résonances ne soit pas négligeable à ces énergies.

Quoi qu'il en soit, nous pensons que notre paramétrisation est meilleure que celle obtenue par Locher et Rollnik[10] qui utilisent seulement l'échange du ω et un fond résonnant ; de plus, leurs amplitudes d'hélicité ne satisfont pas les propriétés analytiques que nous avons imposées aux nôtres. La contribution du ω est tracée sur la figure 6 .

b) Expériences de polarisation :

Nous avons montré dans la deuxième partie (section 4.2) que, lorsque la particule initiale de la réaction est un photon, les expériences intéressantes sont celles pour lesquelles les photons du faisceau incident sont polarisés perpendiculairement ou parallèlement au plan de diffusion. D'après notre modèle, seul le ω (respectivement le B) contribuera à la section efficace différentielle relative à des photons incidents polarisés perpendiculairement (respectivement parallèlement) au plan de diffusion.

Les sections efficaces prévues sont montrées sur la figure 8 pour $E_\gamma = 5\,\text{GeV/c}$. D'après l'étude de la section (4.3) de la deuxième partie, la polarisation du proton de recul doit être nulle. En fonction des amplitudes d'hélicité de la voie s cette polarisation est donnée par :

$$P(\theta)\frac{d\sigma}{dt} = -\frac{1}{2}\,\text{Im}\left(f^{+\,*}_{1-1}\, f^{+}_{11} + f^{-\,*}_{1-1}\, f^{-}_{11} \right)$$

avec :

$$f^{\pm}_{11} = f_{\frac{1}{2}0\frac{1}{2}1} \pm f_{\frac{1}{2}0\frac{1}{2}-1}$$

$$f^{\pm}_{1-1} = f_{\frac{1}{2}0-\frac{1}{2}1} \pm f_{\frac{1}{2}0-\frac{1}{2}-1}$$

Il est clair que la polarisation est nulle lorsqu'un seul pôle de Regge est échangé dans chaque état de parité.

(En fait la polarisation donnée par notre modèle n'est pas exactement nulle puisque les amplitudes $f^{\pm}$ sont seulement les amplitudes de parité dominante, mais nous avons vérifié qu'à 5 GeV/c la polarisation est partout inférieure à 5 %).

c) Photoproduction des pions chargés :

L'étude de la photoproduction du π^+ est beaucoup plus compliquée à la fois pour des raisons théoriques, car le nombre d'états intermédiaires possibles est beaucoup plus grand, et pour des raisons expérimentales : le comportement général des distributions angulaires diffère en effet notablement de celui du π^o et semble exhiber des caractéristiques qualitatives différentes au-dessus de 3 GeV. Il a même été suggéré[1] que la photoproduction du π^+ ne pouvait s'expliquer par le modèle des pôles de Regge.

Nous avons essayé de décrire le processus $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ de la manière la plus simple possible, en utilisant l'échange de deux trajectoires. Ces trajectoires sont le B dont nous avons montré l'importance dans la photoproduction du π^o et, bien sûr, le pion dont l'importance ne peut être mise en doute. La contribution du ρ n'est pas envisagée pour les raisons expliquées dans le paragraphe précédent et les contributions du A_1 et du A_2 négligées.

La contribution du B est déduite de $\gamma p \rightarrow \pi^o p$ par l'invariance d'isospin. Nous obtenons :

$$\bar{f}^-_{0\,1}\,(\pi^+) = -\sqrt{2}\;\bar{f}^-_0\;(\pi^o)$$

Les expériences de basse énergie ont été étudiées à l'aide de l'échange d'un pion élémentaire, c'est-à-dire un pion évasif. Nous avons essayé ce mécanisme pour des énergies inférieures à 5 GeV/c. Nous obtenons donc l'expression suivante pour l'échange du pion :

$$\bar{f}^-_{0\,1} = p_t\,k_t\,\frac{t}{t-\mu^2}\,a_2^{\pi}\,\xi_{\alpha_\pi}\quad,$$

avec : $\xi_{\alpha_\pi} = \alpha(\alpha+1)(\alpha+2)(\alpha+3)\left[\frac{1+e^{-i\pi\alpha}}{\sin\pi\alpha}\right]\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha-1}$

En supposant que pour $t = \mu^2$ nous devons retrouver le résultat donné par le calcul du graphe d'échange d'un pion élémentaire, nous obtenons pour $s \to \infty$:

$$s_o a_2^\pi = \sqrt{2}\ eg\pi/48 = 7,8\ \sqrt{\mu b}\ \text{GeV/c}$$

et la photoproduction du π^+ est complétement déterminée sans paramètre libre. Mais, quels que soient les paramètres, la section efficace différentielle doit s'annuler à l'avant, étant donné la forme des contributions du π et du B . Ceci ne semblait pas le cas expérimentalement il y a quelques années puisque, au moins jusqu'à 3 GeV, un pic de diffraction était observé à l'avant[11].

Néanmoins, les résultats de Dowd et al[12] pour $E_\gamma = 3,25$ et 4,17 GeV/c pouvaient laisser penser que ce pic disparaitrait à haute énergie. Etant donné la situation expérimentale d'alors (juin 1967) nous avons considéré les deux possibilités suivantes :

1) le pic à l'avant disparait à haute énergie ; les sections efficaces expérimentales sont alors convenablement décrites par l'échange du π et du B ; les résultats sont montrés sur les figures 9 à 12 . Remarquons que c'est une prédiction absolue sans aucun paramètre libre.

2) le pic subsiste à haute énergie ; alors les trajectoires B et π ne sont pas suffisantes pour expliquer les résultats expérimentaux à l'avant et l'on doit envisager un mécanisme différent.

.6) - Situation actuelle .

Cette analyse a été effectuée en 1967[13] et depuis les situations expérimentale et théorique ont considérablement évolué. Nous allons exposer l'état actuel des connaissances sur ce sujet.

a) Photoproduction du π^o.

Les expériences les plus récentes[14] sur la photoproduction des pions neutres permettent les observations suivantes :

1) le minimum observé dans les sections efficaces différentielles à $t = -0,5 GeV^2$ (point où la contribution du ω s'annule) dans la région intermédiaire (c'est-à-dire pour des énergies du photon incident inférieures à 6 GeV) est de moins en moins marqué lorsque l'énergie augmente de 6 à 16 GeV.

2) la dépendance en énergie de la section efficace différentielle correspond à une trajectoire effective α_{eff} compatible avec zéro dans la région de grands transferts[14]:

$$\alpha_{eff} \ (t = -0,9) \ = \ 0,05 \ \pm \ 0,06$$

3) le rapport entre les sections efficaces polarisées

$$R \ = \ \frac{\sigma_\perp \ - \ \sigma_{//}}{\sigma_\perp \ + \ \sigma_{//}}$$

a été mesuré à 3 GeV[15]. R semble positif pour toutes les valeurs de t et présente un minimum aux environs de $t = -0,6 \, GeV^2$.

Tous ces résultats sont en désaccord avec notre modèle de l'échange $\omega + B$. En particulier, nous prévoyons $R = -1$ pour $t \approx -0,5 GeV^2$ (cf figure 13) et un minimum de plus en plus prononcé dans les sections

efficaces différentielles, pour cette valeur du transfert, lorsque l'énergie augmente.

Enfin notre modèle suppose aussi qu'en ce même point seule la partie isoscalaire de l'amplitude contribue à la photoproduction de π^o. Si l'on fait l'hypothèse de la dominance vectorielle on a alors :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \pi^o p) = \frac{g^2_{\omega\gamma}}{4} \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- n \to \omega p)\rho_{11}$$

Harari[16] a montré que la section efficace $\pi^+ n \to \omega p$ est trop petite d'un facteur 10 pour rendre compte de la photoproduction du π^o à ce transfert. En se plaçant dans le cas le plus favorable permis par les incertitudes expérimentales, Harari a pu réduire ce désaccord au facteur 4. Puisque la section efficace $\pi^- n \to \omega p$ contient la somme de tous les échanges isovectoriels, le simple modèle de Regge rencontre encore dans ce cas de sérieuses difficultés.

Les implications de ces récentes expériences peuvent se résumer de la manière suivante :

1) d'après l'analyse d'Harari les échanges isoscalaires doivent avoir un rôle très important. Ceci est confirmé par les règles de somme à énergie finie[17].

2) l'échange d'un état de parité naturelle est nécessaire et peut être très important : d'après les expériences de polarisation $R \approx 0,5$ pour $t \approx -0,5\,GeV^2$ ce qui donne $\sigma_\perp / \sigma_{//} \approx 3$; d'après notre analyse précédente (cf seconde partie) la section efficace est dominée en ce point

par les échanges de parité naturelle.

Les seules trajectoires connues qui soient isoscalaires, de parité naturelle et de conjugaison de charge (-1) (conservation de C), sont le ϕ et le ω .

Donc, à moins que le ω et le ϕ aient des trajectoires très étranges, on doit, soit abandonner le modèle des pôles de Regge, soit faire appel à des mécanismes plus compliqués. Ainsi Capella et Tran Thanh Van[18] montrent que l'échange du ω et d'une coupure produite par le ω et le Pomeranchuk est en très bon accord avec les résultats expérimentaux actuels. Un modèle du même genre a été considéré par Frøyland et Gordon[19].

b) Photoproduction des pions chargés .

C'est l'alternative b) mentionnée dans notre conclusion de juin 1967 qui fut confirmée par l'expérience : un pic très aigu subsiste à l'avant dans les sections efficaces différentielles mesurées jusqu'à 16 GeV[20]. Ball, Frazer et Jacob[21] montrèrent que ce pic pouvait s'expliquer à l'aide d'un π conspirant ; une très forte dépendance en transfert était cependant nécessaire pour le résidu du pion, de manière à expliquer le pic et à obtenir la valeur habituelle du résidu lorsque le pion se trouve sur sa couche de masse. Cette forte dépendance semble cependant assez difficile à concilier avec l'hypothèse générale considérant les résidus comme constants ou tout au moins, comme des fonctions ayant une faible dépendance en t . Amati, Cohen-Tannoudji, Jengo et Salin[22] ont proposé un autre mécanisme permettant de conserver un pion évasif, en envisageant la contribution d'un bruit de fond phénoménologique contenant les

deux parités. Ce bruit de fond peut s'expliquer par la présence d'une coupure (venant par exemple d'une itération entre le Pomeranchuk et le pion), de corrections absorptives ou encore d'un pôle fixe. Mentionnons enfin le modèle de Dietz et Korth[23], utilisant l'échange d'une trajectoire sans parité définie, et remarquons le rôle de plus en plus important réservé aux coupures[24][25].

EXPLICATION des FIGURES

Figure 5 : section efficace différentielle pour $\gamma p \rightarrow \pi^o p$; les résultats expérimentaux proviennent des références[7][8][9].

Figure 6 : section efficace différentielle pour $\gamma p \rightarrow \pi^o p$ à 3 GeV, résultats expérimentaux de la référence[8]; la contribution du ω est portée en tracé discontinu.

Figure 7 : section efficace différentielle pour $\gamma p \rightarrow \pi^o p$ à 2 GeV, résultats expérimentaux des références[7][8].

Figure 8 : sections efficaces différentielles polarisées prédites par notre modèle pour $\gamma p \rightarrow \pi^o p$ à 5 GeV, lorsque la polarisation du photon est parallèle ou perpendiculaire au plan de diffusion.
——— $\frac{d\sigma^{\perp}}{dt}$; ------ $\frac{d\sigma^{//}}{dt}$

Figure 9 : section efficace différentielle pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ à 2,6 GeV, résultats expérimentaux de la référence[11].

Figure 10 : section efficace différentielle pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ à 2,88 GeV, résultats expérimentaux de la référence[11].

Figure 11 : section efficace différentielle pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ à 3,25 GeV, résultats expérimentaux de la référence[12].

Figure 12 : section efficace différentielle pour $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ à 4,17 GeV, résultats expérimentaux de la référence[12].

Figure 13 : Rapport de polarisation $R = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{//}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{//}}$ pour $\gamma p \rightarrow \pi^o p$ à 3 GeV, résultats expérimentaux de la référence[15].

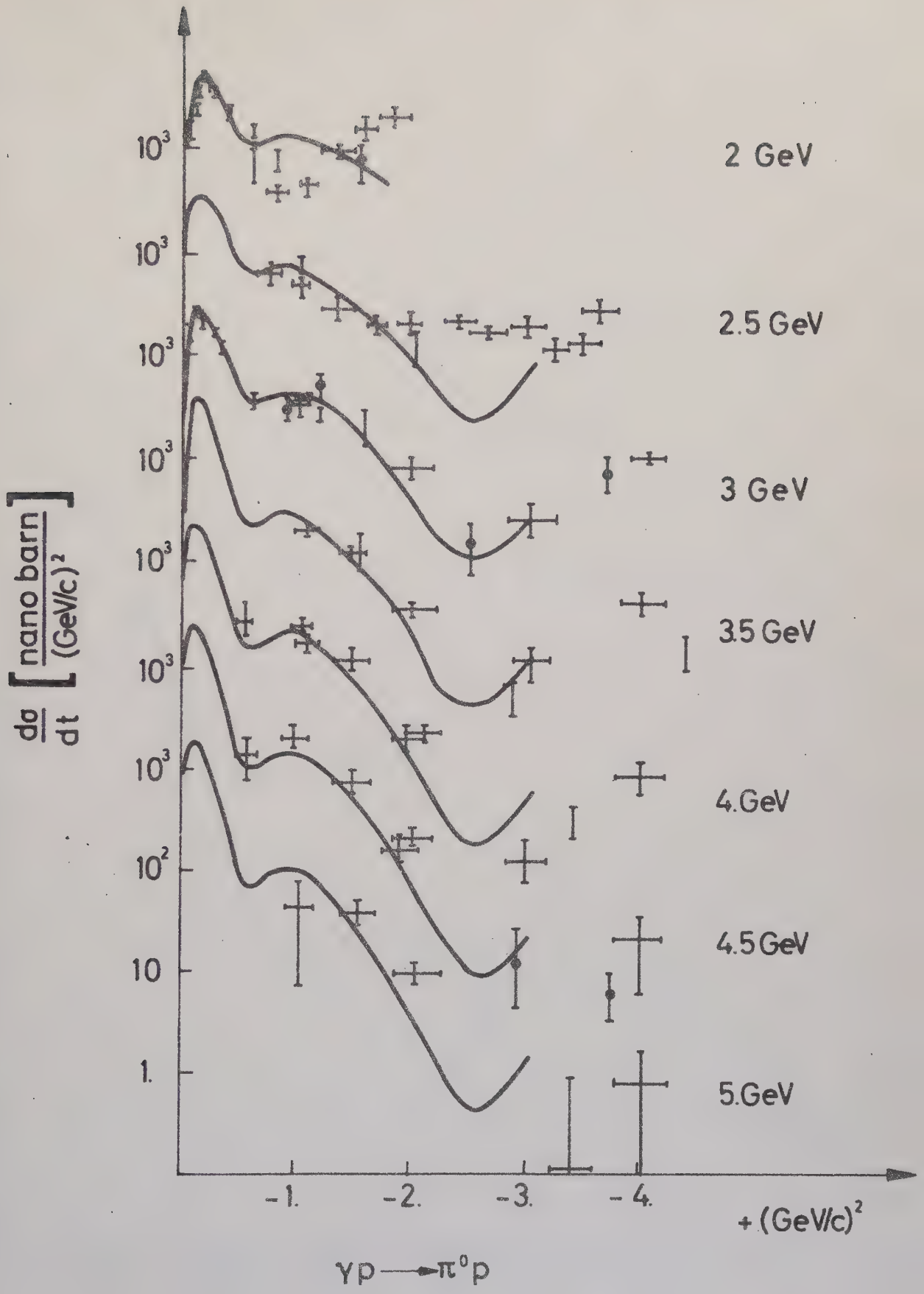

$\frac{d\sigma}{dt}\left[\frac{\text{nano barn}}{(\text{GeV/c})^2}\right]$
10^3
10^3
10^3
10^3
10^3
10^3
10^2
10
1.
2 GeV
2.5 GeV
3 GeV
3.5 GeV
4.GeV
4.5GeV
5.GeV
-1.
-2.
-3.
-4.
$+(\text{GeV/c})^2$
$\gamma p \longrightarrow \pi^0 p$

FIG. 5

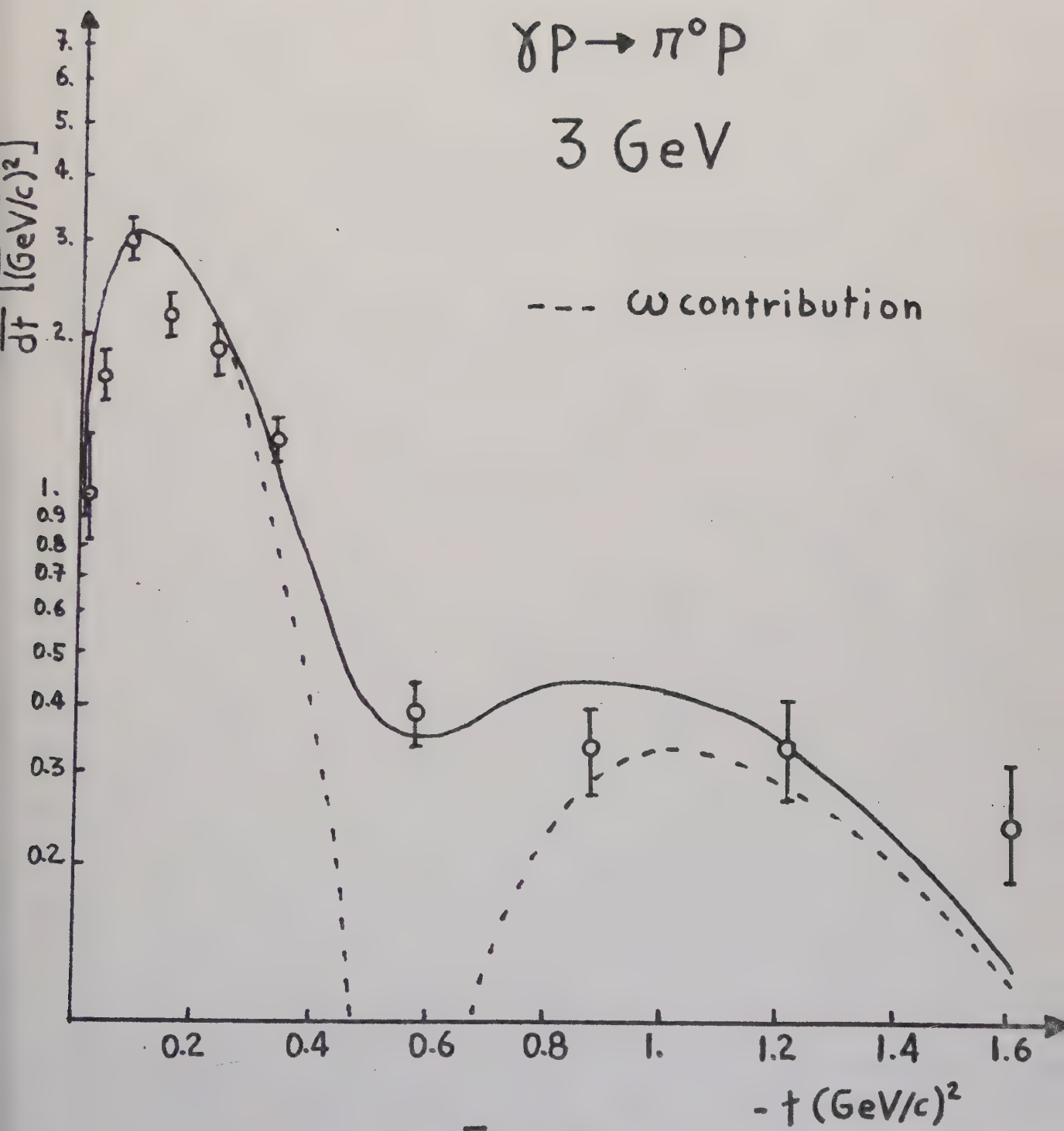

γp → π°p
3 GeV
--- ω contribution
dσ/dt [(GeV/c)⁻²]
7.
6.
5.
4.
3.
2.
1.
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.2
0.4
0.6
0.8
1.
1.2
1.4
1.6
- t (GeV/c)²

Fig. 6

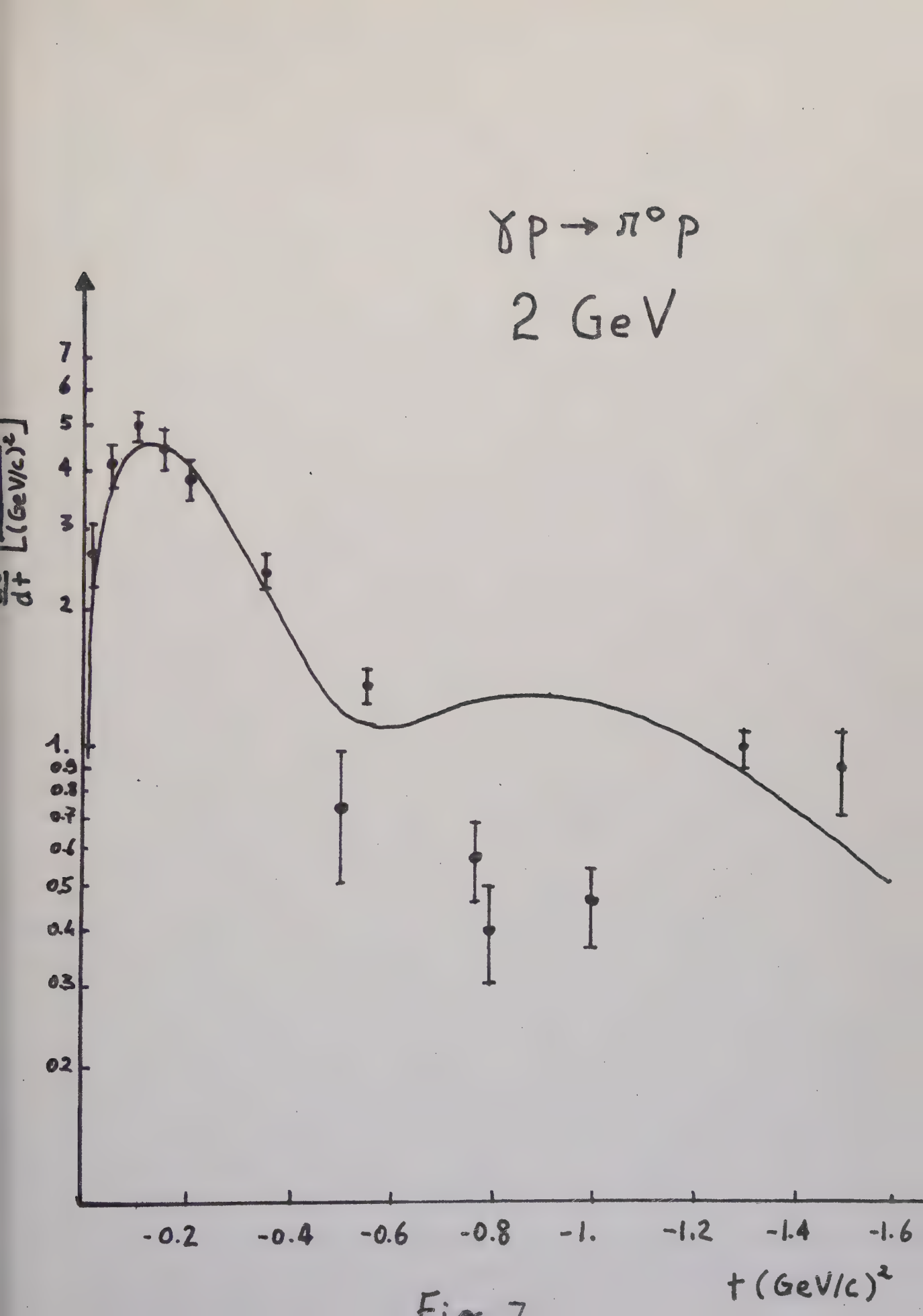

γp → π°p
2 GeV
dσ/dt [(GeV/c)⁻²]
7
6
5
4
3
2
1.
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
-0.2
-0.4
-0.6
-0.8
-1.
-1.2
-1.4
-1.6
t (GeV/c)²

Fig. 7

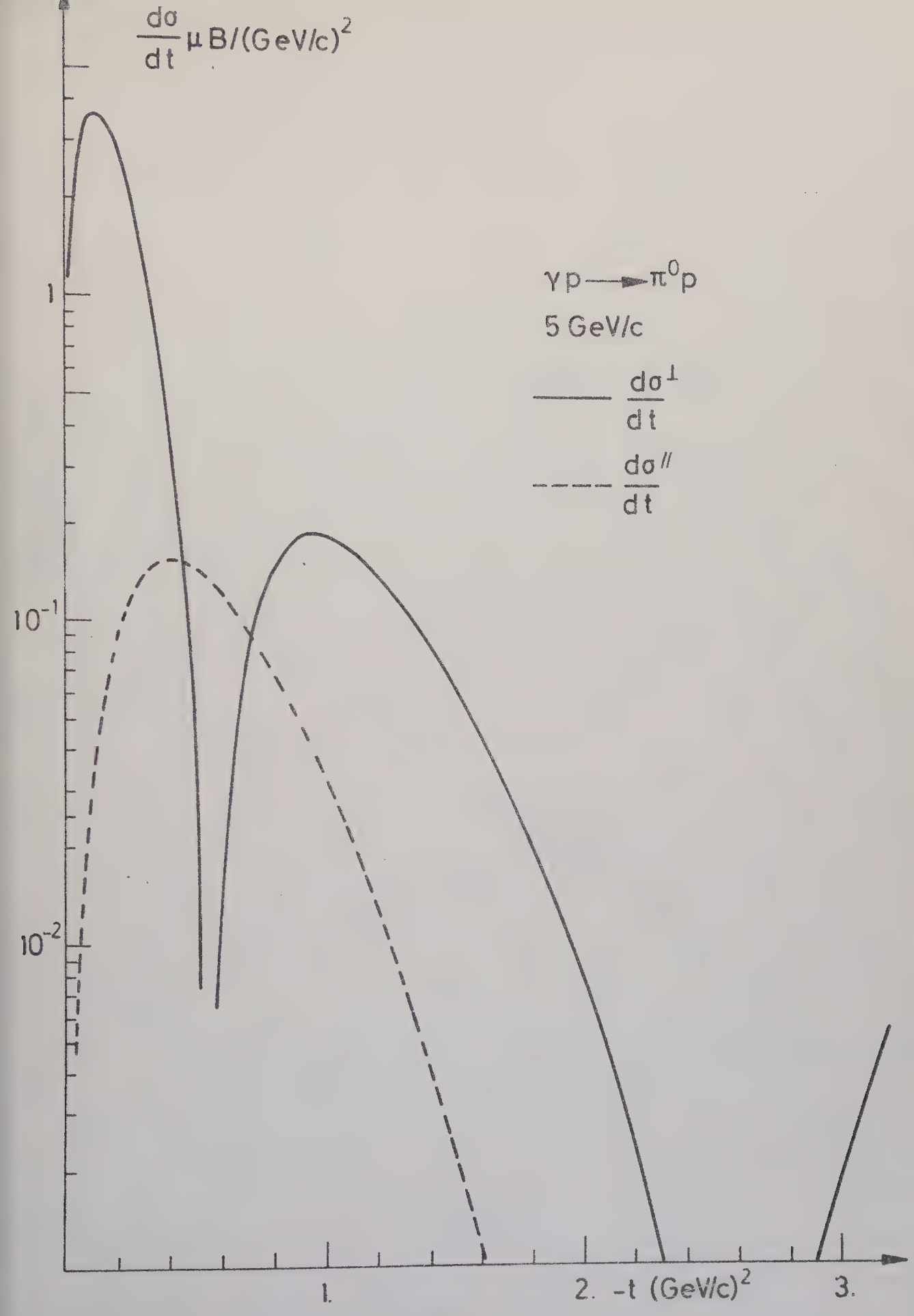

$\frac{d\sigma}{dt}\mu B/(GeV/c)^2$
1
10^{-1}
10^{-2}
$\gamma p \longrightarrow \pi^0 p$
5 GeV/c
$\frac{d\sigma^{\perp}}{dt}$
$\frac{d\sigma^{//}}{dt}$
1.
2.
3.
$-t\ (GeV/c)^2$

FIG 8

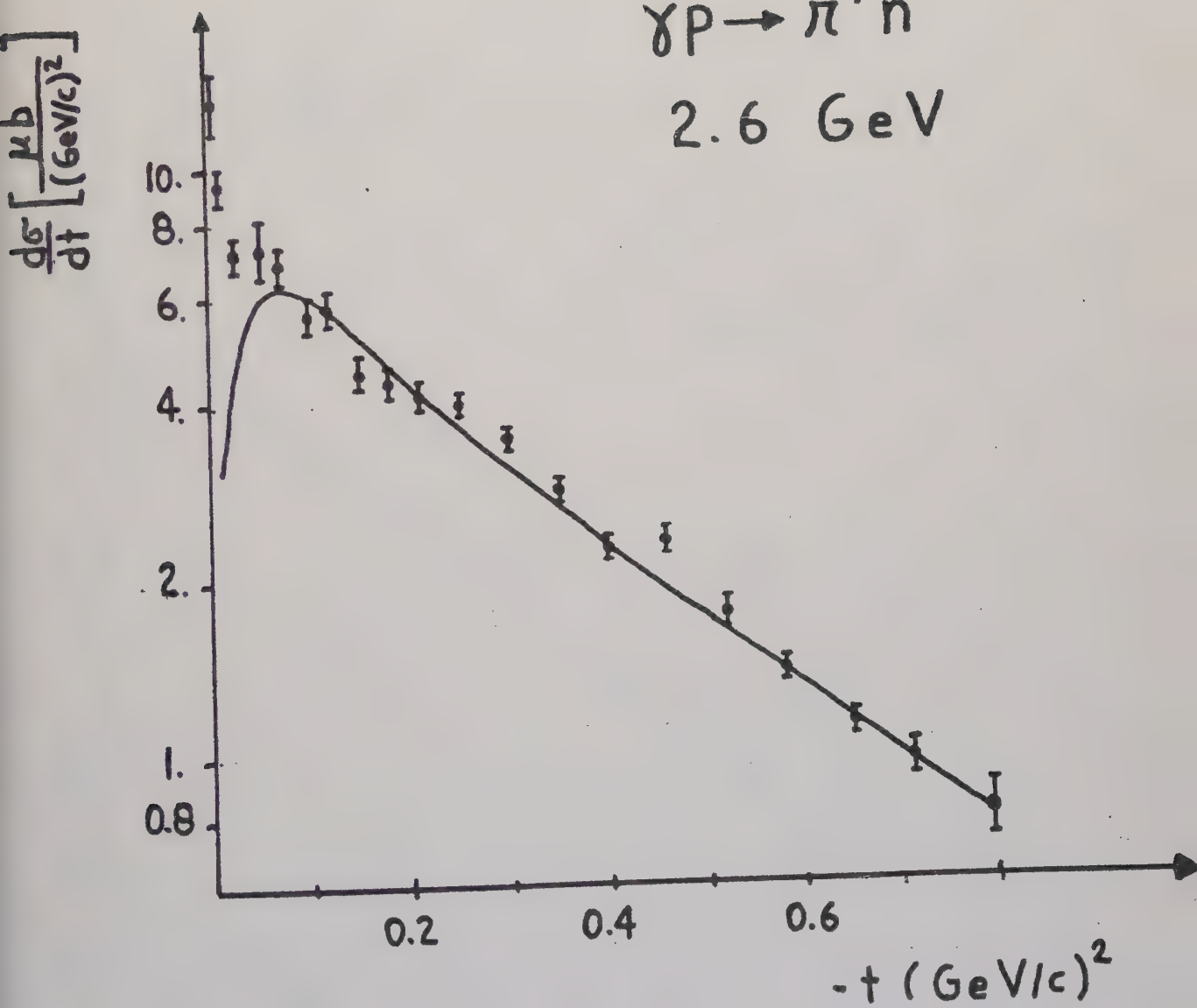


Fig. 9

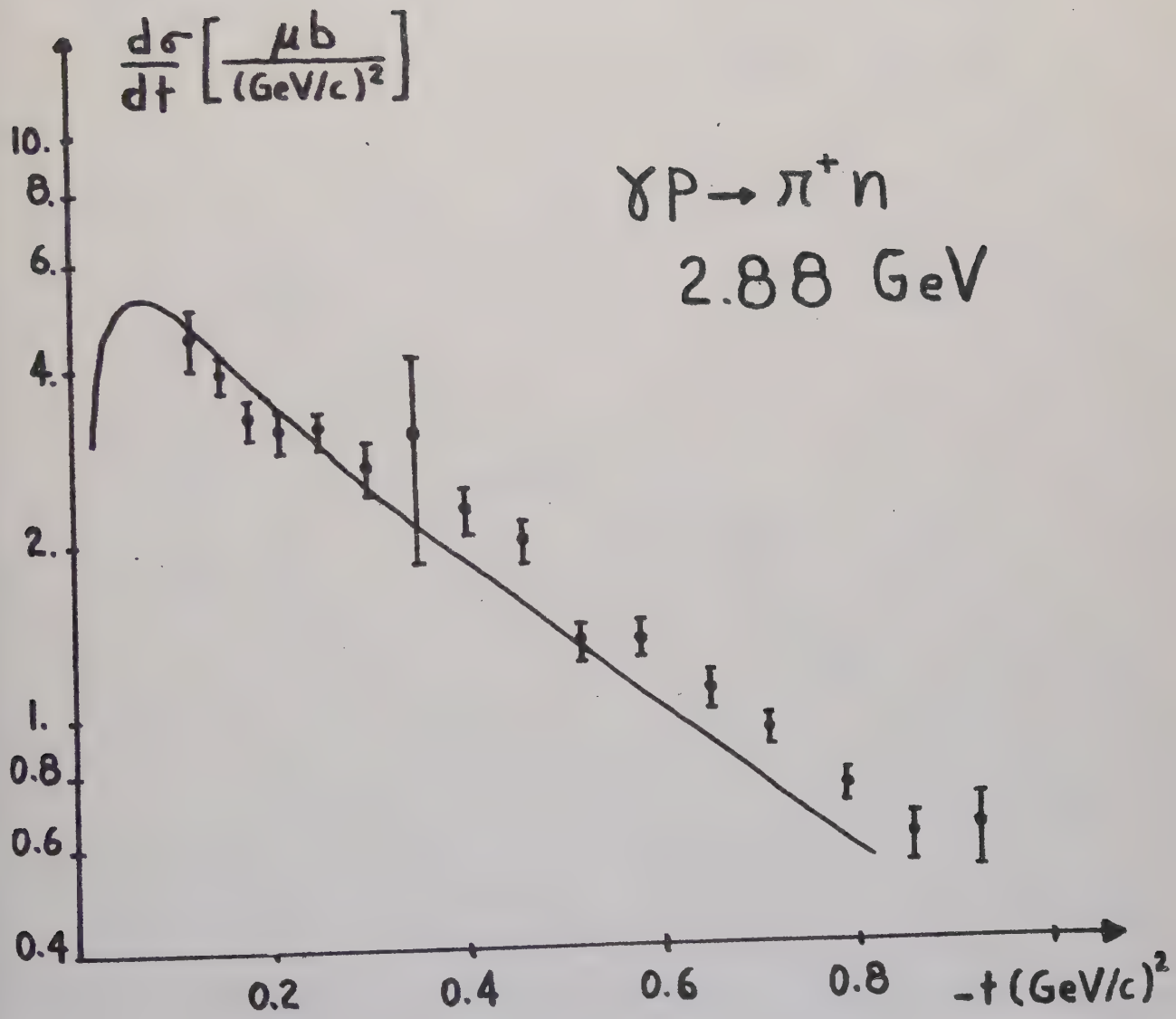


Fig. 10

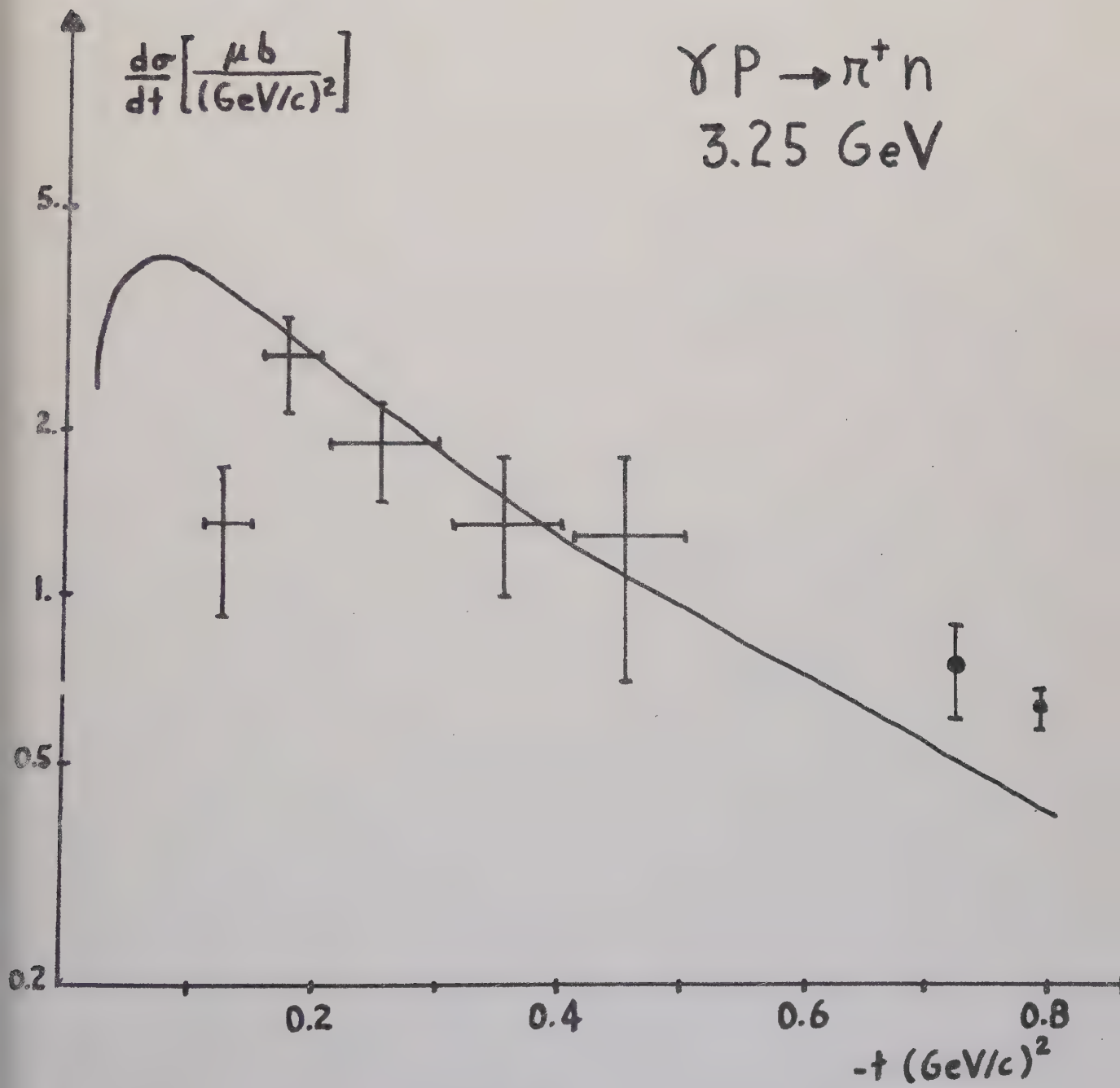

$\frac{d\sigma}{dt}\left[\frac{\mu b}{(GeV/c)^2}\right]$
$\gamma P \rightarrow \pi^+ n$
3.25 GeV
5.
2.
1.
0.5
0.2
0.2
0.4
0.6
0.8
$-t\ (GeV/c)^2$

Fig. 11

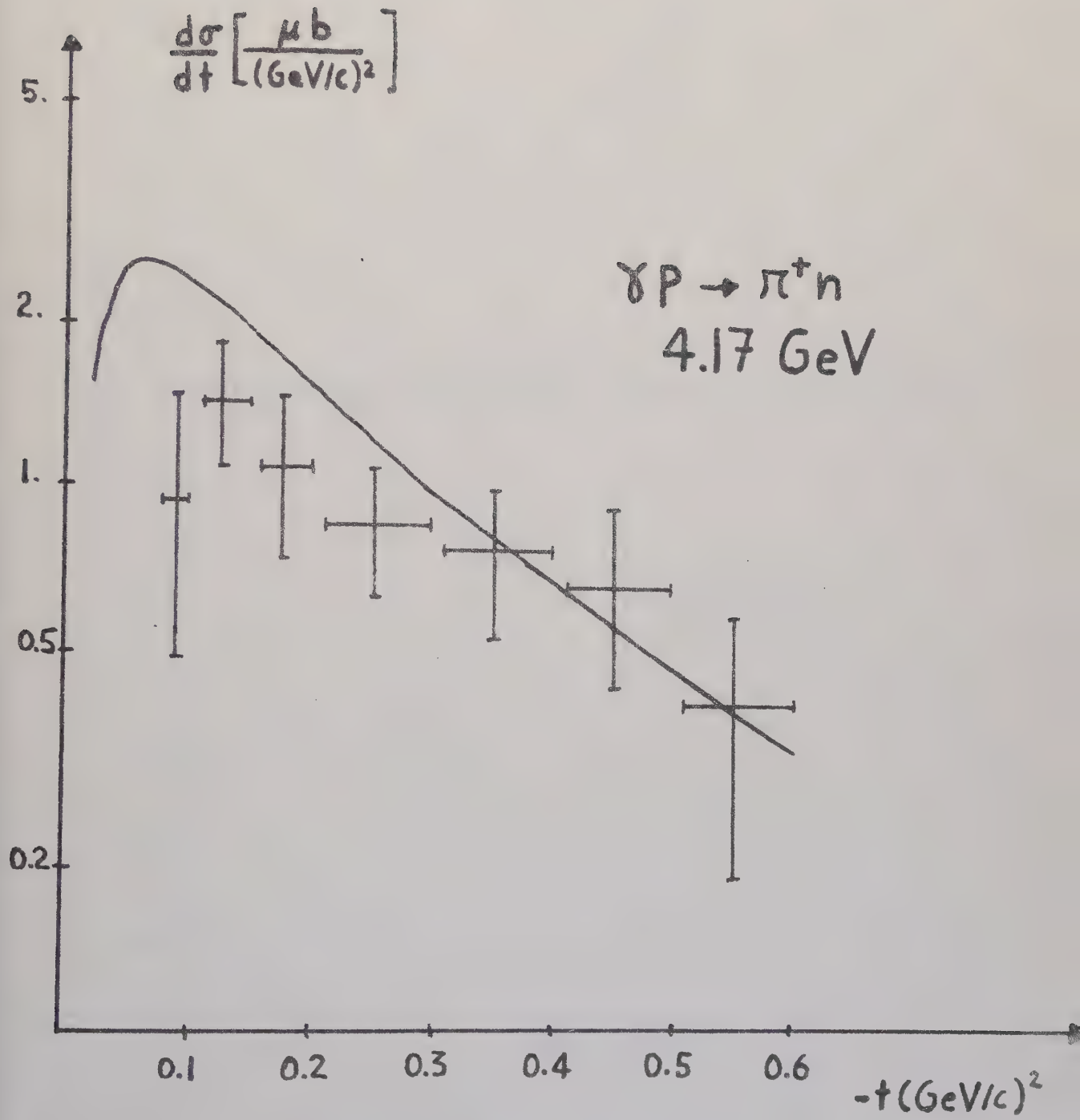

$\frac{d\sigma}{dt}\left[\frac{\mu b}{(GeV/c)^2}\right]$
5.
2.
1.
0.5
0.2
$\gamma P \to \pi^+ n$
4.17 GeV
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
$-t(GeV/c)^2$

Fig. 12

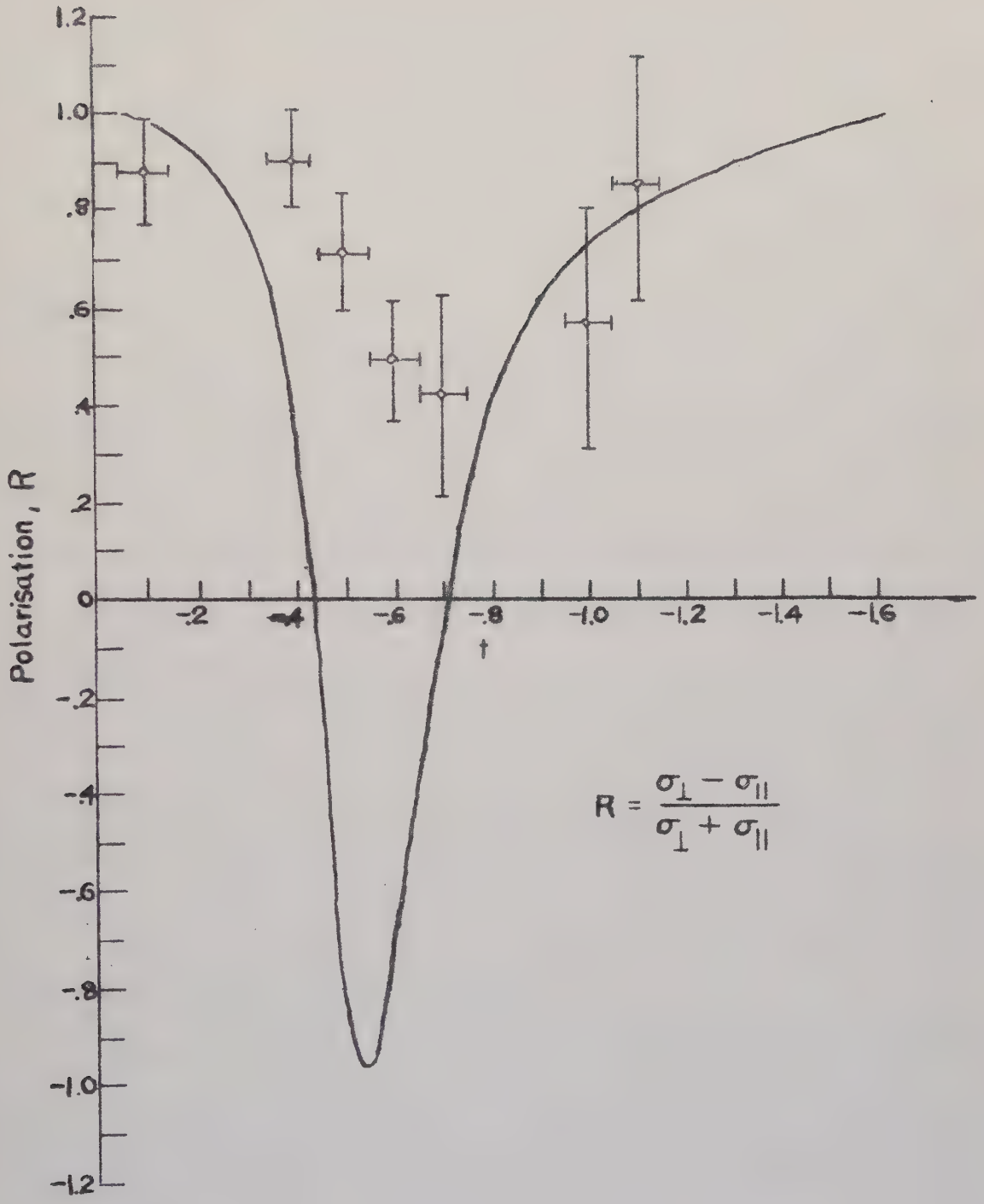

Polarisation, R
1.2
1.0
.8
.6
.4
.2
0
-.2
-.4
-.6
-.8
-1.0
-1.2
-.2
-.4
-.6
-.8
-1.0
-1.2
-1.4
-1.6
t
$R = \frac{\sigma_\perp - \sigma_{||}}{\sigma_\perp + \sigma_{||}}$

Fig. 13

CHAPITRE VI

Photoproduction des résonances

.1) - Introduction .

De nombreuses mesures[26] de la photoproduction des mésons vectoriels neutres V (V = ρ^{o}, ω, ϕ) ont été faites ces dernières années, pour des énergies du photon allant jusqu'à 18 GeV/c. La publication de ces résultats a suscité un très vif intérêt parmi les physiciens théoriciens, car ces réactions ainsi que la photoproduction du $\Delta^{++}(1236)$ récemment mesurée jusqu'à 16 GeV/c[27] permettent de juger la validité des idées théoriques proposées pour expliquer les réactions de production des résonances. Ainsi, ces processus ont été comparés aux prédictions de la symétrie unitaire SU(3)[28][29], du modèle de la dominance vectorielle du courant électromagnétique[30][31] et des mécanismes que l'on croit, à l'heure actuelle, responsables des réactions de diffusion pseudo-élastiques.

On sait déjà depuis longtemps que l'échange d'un pion élémentaire (O. P. E) est en désaccord flagrant avec les résultats expérimentaux, à la fois sur la dépendance en énergie et l'ordre de grandeur des sections efficaces différentielles des mésons vecteurs[32]. Il a été suggéré que cette contribution puisse être modifiée par une correction d'interaction dans l'état final. C'est le modèle d'absorption proposé par Gottfried et Jackson[33]. Mais ces corrections

ne résolvent pas complètement toutes ces difficultés, notamment pour la photoproduction du ρ^o [34]. Citons aussi le modèle multipériphérique de Berman et Drell[35] reprenant le modèle proposé par Amati, Fubini et Stanghellini[36] pour expliquer la diffusion π-nucléon à haute énergie. Schilling et Storim[37] ont récemment montré que la photoproduction du ω pouvait s'expliquer par l'échange d'un pion élémentaire modifié par une correction absorptive dans l'état final et par l'état intermédiaire $\rho^o p$. Nous retiendrons de ces diverses analyses l'importance de la contribution du pion à la photoproduction du ω pour la région étudiée ($1 \leqslant E_\gamma \leqslant 6$ GeV/c).

Parmi les travaux utilisant l'hypothèse des pôles de Regge, ceux de Drechsler[38] considèrent seulement l'échange de la trajectoire du pion et n'expliquent ainsi que partiellement la photoproduction du ω. Les analyses plus complètes de Daboul[39] et Maheshwari[40] relient la photoproduction des mésons vecteurs aux processus $V'N \longrightarrow VN$ à l'aide de l'hypothèse de la dominance vectorielle. Daboul considère l'échange des trajectoires A_2, f et f' et utilise le modèle des quarks pour fixer ses paramètres. Un bon accord avec l'expérience est obtenu pour les éléments de la matrice densité mais les sections efficaces différentielles décroissent trop vite. Maheshwari considère en plus l'échange de la trajectoire du vide et fixe ses paramètres grâce à SU(6). Dans son analyse les contraintes ne sont pas étudiées. Aucun de ces deux modèles ne tient compte de l'échange du pion dont la contribution est sûrement très importante, au moins dans : $\gamma p \longrightarrow \omega p$.

Nous proposons un simple modèle de pôles de Regge pour expliquer les réactions $\gamma p \longrightarrow V p$ et essayer de donner une interprétation cohérente de ces trois phénomènes de photoproduction en terme d'un seul modèle. Nous ne tiendrons compte que de l'échange des trajectoires du pion et du Pomeranchuk; les deux solutions de la conspiration et de l'évasion sont envisagées pour le pion (section 6.2). La présentation et la discussion des résultats est faite dans la section (6.3).

La photoproduction du $\Delta^{++}(1236)$ n'a pas encore été analysée en fonction du modèle des pôles de Regge. Nous présentons dans la section (6.4) un mécanisme semblable à celui utilisé pour l'étude des mésons vecteurs dans la mesure où nous retenons la contribution du pion et celle de la trajectoire dominante le A_2. La paramétrisation des résidus de cette dernière trajectoire est effectuée en supposant la dominance d'une transition de type donné (dipôle magnétique M_1 ou quadrupôle électrique E_2) au vertex $A_2 N \Delta$. Nos résultats et nos conclusions sont exposés dans la section (6.5). Le formalisme utilisé est celui développé dans le premier chapitre.

- Photoproduction des mésons vecteurs -

2) - Etude des contributions aux amplitudes.

Les seules trajectoires connues pouvant se coupler au vertex γV^o sont celles de signature et de conjugaison de charge positives : les deux trajectoires du vide, le A_1, le A_2, le π et le η.

Nous ne retiendrons que la contribution du π et du Pomeranchuk,

trajectoire dominante à haute énergie. Les contributions du A_1 et du A_2 ne peuvent avoir une grande importance étant donné la petitesse du rapport de production[29] :

$$\frac{\sigma(\gamma p \to \rho^o \Delta^{++})}{\sigma(\gamma p \to \rho^o p)} \leqslant 0,05$$

et la contribution du η est négligeable étant donné son faible couplage à l'état $N\bar{N}$ ($g^2_{NN\eta} \sim 0,01\, g^2_{NN\pi}$ si l'on suppose la symétrie exacte SU(3)).

En ce qui concerne le comportement des trajectoires et des résidus nous devons faire les remarques suivantes :

a) Les trajectoires choisies sont celles habituellement utilisées :

$$\alpha_\pi(t) = t - \mu^2 \quad , \quad \alpha_p(t) = 1 + 0,34\, t \qquad (41)$$

b) Nous utiliserons pour le pion des résidus constants dont la valeur est déterminée par extrapolation au pôle du pion.

c) D'après la formule (I-12), seules les amplitudes de la voie s , $M_{1\frac{1}{2}1\frac{1}{2}}$ et $M_{1-\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}}$ sont différentes de zéro à l'avant ; nous ne considèrerons pas la contribution du Pomeranchuk aux autres amplitudes, supposant ainsi, comme on fait d'habitude, que la contribution du vide est diagonale par rapport aux hélicités. Le résidu restant est paramétrisé sous la forme :

$$g_{1\frac{1}{2}1\frac{1}{2}}(t) = A e^{Bt} = g_{1-\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}}(t)$$

d) Puisque le facteur de signature $\frac{1 + e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha}$ a pour les valeurs entières paires de α un pôle indésirable ("ghost"), nous prendrons pour l'éliminer des résidus proportionnels à $\alpha(\alpha+1)(\alpha+2)$, ce qui correspond au mécanisme

de Gell-Mann[42] (la factorisation choisissant le "non-sense").

e) Les termes des amplitudes correspondant à l'échange de la trajectoire du pion réel sont divisés par le facteur $t - \mu^2$; ils exhibent ainsi le pôle habituel du pion élémentaire.

Il reste finalement deux paramètres libres (A et B) par réaction, puisque nous prenons le facteur d'échelle s_o égal à $1\,(GeV/c)^2$.

Les contributions aux S.H.A. s'écrivent (cf formule (I-12)), la voie directe étant celle de la réaction $\gamma p \rightarrow V p$:

1) pour le Pomeranchuk :

$$M_{1\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = \cos\frac{\theta_s}{2}\, A\, e^{Bt} R_p = M_{1-\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}}$$

2) pour un pion évasif :

$$M_{0\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} = \left(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\right)^2 \cos\frac{\theta_s}{2}\ \Gamma_o\ R_\pi$$

$$M_{0-\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = -\frac{t}{s_o}\cos\frac{\theta_s}{2}\ \Gamma_o\ R_\pi$$

$$M_{1-\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = M_{1\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} = \left(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\right)\cos^2\frac{\theta_s}{2}\ \Gamma_1 R_\pi$$

$$M_{-1-\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = -\frac{t}{s_o}\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\ \Gamma_{-1}\ R_\pi$$

$$M_{-1\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} = \left(\sqrt{\frac{s}{s_o}}\sin\frac{\theta_s}{2}\right)^3 \Gamma_{-1}\ R_\pi$$

avec $$R_p = \alpha_p(\alpha_p+1)(\alpha_p+2)\ \frac{1+e^{-i\pi\alpha_p}}{\sin\pi\alpha_p}\ \left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_p} ,$$

$$R_\pi = \frac{\pi G}{8m}\ (\alpha_\pi+1)(\alpha_\pi+2)\ \frac{\alpha_\pi}{t-\mu^2}\ \frac{1+e^{-i\pi\alpha_\pi}}{\sin\pi\alpha_\pi}\ \left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha_\pi} ,$$

m étant la masse du nucléon, m_V celle du méson vecteur et les résidus ayant les expressions :

$$\Gamma_o = -\sqrt{2}\ m_V s_o\ ,\quad \Gamma_1 = -m_V^2\sqrt{s_o}\ ,\quad \Gamma_{-1} = (s_o)^{3/2}$$

$$\frac{G^2}{4\pi} = 14{,}5\ g^2_{\gamma\pi V}$$

Le couplage $g_{\gamma\pi\omega}$ est calculé à partir de la largeur de désintégration :

$$\Gamma(\omega \to \pi\gamma) = \frac{g^2_{\gamma\pi V}}{96\pi}\left(\frac{m_a^2-\mu^2}{m_\omega}\right)^3 ,$$

tandis que le couplage $\rho\pi\gamma$ est déterminé en utilisant SU(3) et la théorie habituelle du mélange ω - φ[29] :

$$3\ g_{\rho\pi\gamma} = \sqrt{2}\ g_{\varphi\pi\gamma} + g_{\omega\pi\gamma}$$

Enfin le couplage $g_{\varphi\pi\gamma}$ est prévu comme étant très petit[29], ce qui donne finalement :

$$g_{\varphi\pi\gamma} = 0\ ,\qquad g_{\rho\pi\gamma} = \frac{1}{3}\ g_{\omega\pi\gamma}$$

3) pour un pion conspirant (cf formule (I-20)) :

$$^{+}_{-}M_{1\,\frac{1}{2}\,1\,-\frac{1}{2}} = \sqrt{-\frac{t}{s_o}}\ \Gamma_1^{(\pm)}\ R_\pi$$

$$^{+}_{-}M_{0\,\frac{1}{2}\,1\,-\frac{1}{2}} = \Gamma_o^{(\pm)}\ R_\pi$$

$$\overset{+}{-} M_{-1\,\frac{1}{2}\,1-\frac{1}{2}} = \sqrt{-\frac{t}{s_o}}\ \Gamma^{(\overset{+}{-})}_{-1}\ R_\pi$$

$$\Gamma^{(+)}_{o}(0) = -\Gamma^{(-)}_{o}(0) = -2\sqrt{2}\,\mu^2 m_V$$

$$\Gamma^{(-)}_{-1}(0) = -\Gamma^{(+)}_{-1}(0) = -2\mu^2\sqrt{s}$$

$$\Gamma^{(-)}_{1}(0) = -2m_V^2\sqrt{s_o}$$

La conspiration ne donne aucune contrainte entre les résidus $\Gamma^{(+)}_{1}(0)$ et $\Gamma^{(-)}_{1}(0)$ (cf équation (I- 19) ou, d'une manière plus générale, entre les résidus des amplitudes pour lesquelles :

$$|\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4| = |\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4|.$$

Le couplage du conspirateur à ces amplitudes est supposé nul. Nous avons enfin envisagé la possibilité d'une dépendance en t dans les résidus du pion $\Gamma^{(-)}$ de la forme $\frac{t-\mu^2}{2\mu^2}$; une telle dépendance a été utilisée dans l'analyse des réactions $pn \rightarrow np$, $p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}$ [43] et $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ [21]; elle doit se retrouver dans nos amplitudes d'après la propriété de factorisation des résidus.

La normalisation choisie est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{m^2}{64\pi(s-m^2)^2} \sum_\lambda |M_\lambda|^2$$

la somme s'effectuant sur toutes les hélicités possibles.

3) - Comparaison avec l'expérience et discussion des résultats .

Nous débutons par l'analyse de la photoproduction du ω . C'est seulement pour cette réaction que l'échange du pion est prépondérant et qu'il est donc raisonnable d'espérer distinguer les effets de l'évasion de ceux de la conspiration.

a) Photoproduction du ω .

(26 b)

Nos ajustements aux données expérimentales les plus récentes sont montrés sur les figures 14 à 16 pour des mesures correspondant aux intervalles d'énergie : $1,8 < E_\gamma < 2,5\,GeV$ et $2,5 < E_\gamma < 5,8\,GeV$. Nous avons pris comme valeur théorique de l'énergie la valeur moyenne sur l'intervalle. Nous montrons aussi (figure 16) la structure détaillée des différentes formes de la contribution du pion pour de très petites valeurs du transfert et pour $E_\gamma = 4,15\,GeV$. La largeur de désintégration choisie $\Gamma(\omega \to \pi\gamma) = 1\,MeV$ est compatible avec celle donnée par les tables de Rosenfeld[44]. Enfin, les paramètres du Pomeranchuk, obtenus par application du critère du χ^2 , sont :

1) pour le pion évasif (solution I) :

$$A = +0,53 \sqrt{\mu b}$$

$$B = 59,6\ (GeV/c)^2$$

2) pour le pion conspirant ayant des résidus constants (solution II) :

$$A = 0,018 \sqrt{\mu b}$$

$$B = -0,09\ (GeV/c)^2$$

3) pour le pion conspirant ayant des résidus fonctions de t par le terme additionnel : $\frac{t - \mu^2}{2\mu^2}$ (solution III) :

$$A = 0,4 \sqrt{\mu b}$$

$$B = 44\,(GeV/c)^2$$

Cette dernière solution est incapable d'expliquer la dépendance en transfert des sections efficaces expérimentales. En effet, la contribution du pion, d'abord décroissante, passe par un minimum très proche de l'avant ($t \sim -\mu^2$) puis redevient croissante pour atteindre un maximum vers $t \simeq -0,15\,(GeV/c)^2$ (cf figure 16). Le minimum provient de la paramétrisation adoptée dans ce cas qui conduit à des amplitudes :

$$M_{1\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} = M_{1-\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = \sqrt{-\frac{t}{s_o}}\, m_\omega^2 \left(1 + \frac{t - \mu^2}{2\mu^2}\right)$$

qui s'annulent en $t = -\mu^2$.

Les amplitudes $M_{0\pm\frac{1}{2}1\mp\frac{1}{2}}$ non nulles à l'avant ne peuvent masquer ce minimum, étant du même ordre de grandeur que les amplitudes précédentes pour $t > -0,015\,(GeV/c)^2$, l'extrapolation en pôle leur donnant le facteur μ^2.

Les amplitudes $M_{1\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}}$ redeviennent ensuite prépondérantes et donnent ce maximum. La contribution de la trajectoire du vide est alors incapable de modifier convenablement celle du pion (cf figure 15).

Les sections efficaces différentielles sont traduites d'une manière satisfaisante par les deux autres solutions. Quant aux éléments de matrice densité les résultats expérimentaux nous paraissent encore trop incertains,

surtout dans la région d'énergie la plus haute, pour que l'on puisse en tirer une conclusion. Il semble donc difficile de distinguer ces deux solutions par comparaison aux données expérimentales actuelles. Tout au plus est-il possible de remarquer que l'échange d'un pion évasif prédit $\rho_{oo} = 0$ à l'avant, en opposition avec l'échange du pion conspirant qui suppose $\rho_{oo} \neq 0$ puisque les résidus des amplitudes $M_{0\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}}$ et $M_{0-\frac{1}{2}1\frac{1}{2}}$ se comportent alors comme des constantes.

Quoi qu'il en soit, la remarque la plus importante est que, d'une part, la nécessité d'un pion conspirant apparait dans l'analyse de la photoproduction du ω étant donné la dépendance extraordinaire en t exigée par un pion évasif dans les résidus du Pomeranchuk (e^{60t} !) et que, d'autre part, si l'on croit à la validité de l'extrapolation au pôle de la contribution de la trajectoire du pion et à la factorisation (ce qui entraine la dépendance $\frac{t-\mu^2}{2\mu^2}$ dans les résidus), le mécanisme de la conspiration est incapable d'expliquer cette réaction. Ce résultat apparait comme une nouvelle difficulté dans la phénoménologie des pôles de Regge.

b) Photoproduction du ρ^o.

La contribution du π est très petite et pratiquement négligeable par rapport à celle du Pomeranchuk (1/10 au maximum pour les énergies les plus basses). La dépendance en t choisie pour le résidu du Pomeranchuk est en bon accord avec les sections efficaces expérimentales[26 b, c] (voir figures 17 et 18) pour les valeurs des paramètres :

$A = 0,19 \sqrt{\mu b}$ $\qquad$ $B = 2,16 \ (GeV/c)^{-2}$

Les éléments de matrice densité sont compatibles avec les mesures expérimentales (cf figures 19 et 20). Ils sont pratiquement nuls pour $E \geqslant 4$ GeV puisque leur ordre de grandeur est celui de la contribution du pion par rapport à celle du Pomeranchuk.

c) Photoproduction du ϕ .

Le couplage $\gamma\pi\phi$ étant nul, une contribution diagonale de la trajectoire du vide prévoit : $\rho_{oo} = \mathrm{Re}\rho_{10} = \rho_{1-1} = 0$; mais aucune mesure n'est disponible à l'heure actuelle. Les sections efficaces différentielles théoriques sont comparées à l'expérience[26 b, e] sur les figures(21-22) avec les valeurs des paramètres :

$$A = 0,027 \sqrt{\mu b}$$

$$B = 0,82 \ (\mathrm{GeV/c})^{-2}$$

- Photoproduction de la résonance $\Delta^{++}(1236)$ -

4) - Etude des contributions aux amplitudes .

Outre l'échange du pion nous envisageons celui du A_2 ; ceux du A_1 et du ρ ne sont pas considérés dans cette analyse étant donné l'incertitude expérimentale sur l'existence du A_1 et le faible couplage $\gamma\pi\rho$.

Les résidus du pion sont de nouveau complètement déterminés par extrapolation des amplitudes au pôle du pion. Ces résidus s'expriment alors en fonction de la constante de couplage $e^2 = 4\pi/137$ et de la largeur de désintégration de l'isobare : $\Gamma_\Delta = (\frac{g^2}{4\pi})\, q^3 \, \frac{(m+m')^2 - \mu^2}{6m'^2\,\mu^2}$,

q désignant l'impulsion du π de désintégration dans le système où l'isobare, de masse m', est au repos. Nous obtenons :

a) pour un pion évasif (cf formule (I-12)) :

$$\gamma_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(0) = -\frac{eg}{8m'\mu}\sqrt{\frac{1}{3}}\,\pi\,(2\mu^2 m' + (m+m')^2(m'-m) + \mu^2 m)\ ,$$

$$\gamma_{\frac{1}{2}-\frac{1}{1}}(0) = \frac{eg}{8m'\mu}\sqrt{\frac{1}{3}}\,\pi\,(2m'^2 + mm' - m^2 + \mu^2)\ ,$$

$$\gamma_{-\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}(0) = -\frac{eg}{8\mu}\,\pi\,(m+m')\ ,$$

$$\gamma_{\frac{3}{2}-\frac{1}{2}}(0) = -\frac{eg\pi}{8\mu}\ ,$$

la voie directe étant $\gamma p \to \pi^- \Delta^{++}$ (nous avons omis les indices relatifs aux hélicités du pion et du photon, l'hélicité de ce dernier étant toujours $\lambda_\gamma = 1$).

b) pour un pion conspirant (M = 1) (cf formule (I-20)) :

$$\gamma^{(-)}_{1\,0} = \frac{\pi eg}{4\mu m}\sqrt{\frac{1}{3}}\left[\mu^2 m' + (m+m')(m'^2 - m^2 + \mu^2)\right]$$

$$\gamma^{(-)}_{1\,-1} = -\frac{\pi\mu eg}{4m'}\sqrt{\frac{1}{3}}\left[m'(m+m') + (m'^2 - m^2 + \mu^2)\right]$$

$$\gamma^{(-)}_{1\,2} = -\frac{\mu eg\pi}{4}$$

$$\gamma^{(-)}_{1\,1} = \frac{\pi eg}{4}\,(m+m')\,\mu$$

La normalisation choisie est telle que : $\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4\pi(s-m^2)^2}\sum_{\lambda,\lambda'}\left|M_{0\,\lambda_1\,\lambda'}\right|^2$

Trois types de couplage sont utilisés pour décrire l'interaction entre des

particules de spin $\frac{3}{2}$, $\frac{1}{2}$ et 2 .

Chaque amplitude est considérée comme une combinaison de trois multipôles : quadrupôle électrique longitudinal (L_2) , quadrupôle électrique transverse (E_2) et dipôle magnétique (M_1).

La dominance de la transition de type dipolaire magnétique au vertex $\rho N \Delta$ est bien connue par l'analyse de la production du Δ dans les collisions π - N et K N[45][48]. Des résultats[46] sur les éléments de matrice densité de la réaction $\pi^+ p \rightarrow \eta \Delta^{++}$ semblent indiquer que le vertex $A_2 N \Delta$ est aussi du type dipôle magnétique. Des arguments basés sur le modèle statique[47] suggèrent que les deux couplages tenseur et vecteur aux baryons sont dominés par une transition M_1 .

Nous avons donc envisagé deux possibilités de couplage au vertex $A_2 N \Delta$, l'un de type dipolaire (M_1) , l'autre de type quadrupolaire ($L_1 + E_2$). Ces deux sortes de couplage donnent pour les amplitudes les rapports suivants[47][48] :

a) couplage dipolaire :

$$M_{0\frac{3}{2}1\frac{1}{2}} = \sqrt{3}\, M_{0\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}}$$

$$M_{0\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} = M_{0\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = 0$$

b) couplage quadrupolaire :

$$M_{0\frac{3}{2}1\frac{1}{2}} = -\frac{1}{\sqrt{3}}\, M_{0\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}}$$

D'après notre formulation, (cf formule (I-12)) les résidus des amplitudes correspondantes sont liés par les mêmes relations (en se plaçant à une énergie suffisamment grande).

Les autres résidus se déduisent de ceux-ci par la conservation de la parité (équation (I-13)), ce qui nous laisse finalement un paramètre libre (respectivement trois) pour une transition de type dipolaire (respectivement quadrupolaire).

En ce qui concerne la trajectoire du A_2 , trois types de paramétrisation sont utilisés dans la littérature :

a) si l'on croit à une sorte "d'universalité" des formes des trajectoires, celle du A_2 doit être parallèle à celle du π et s'extrapoler à la masse de la particule correspondante ; elle doit donc se comporter comme[49]:

$$\alpha_{A_2} = 0,4 + 0,9\, t$$

Puisque seule cette trajectoire contribue à $\pi^- p \rightarrow \eta^o n$, l'analyse de cette réaction permet une détermination directe à partir des résultats expérimentaux ; deux solutions sont proposées :

b) la forme dite de Pignotti[50]:

$$\alpha_{A_2} = -1 + \frac{(1+\alpha(0))^2}{(1+\alpha(0)-\alpha'(0)t)}$$

avec : $\alpha(0) = 0,4$ et $\alpha'(0) = 0,65\ (GeV/c)^{-2}$

c) celle résultant de l'étude de Reeder et Sarma[51]:

$$\alpha_{A_2} = 0,42 \pm 0,3 + (0,395 \pm 0,15)\, t$$

5) - Analyse de nos résultats .

Comme, d'une part, la contribution du A_2 s'annule à l'avant et que, d'autre part, celle du pion, qu'il soit conspirant ou évasif, diminue très rapide-

ment en même temps que le transfert, il est possible de séparer à énergie fixée le domaine d'étude en deux zones : pour l'intervalle : $-0,2 < t < t_{Max}$ l'influence de la contribution du pion est prépondérante tandis que pour $t < -0,3\,(GeV/c)^2$, l'échange du A_2 fournit la contribution essentielle aux sections efficaces différentielles. Il est ainsi assez facile de comparer aux résultats expérimentaux[27] les douze possibilités que laisse notre modèle.

L'analyse des résultats très proches de l'avant (cf figure 23) semble montrer l'évidence d'un mécanisme de type conspiration pour la trajectoire du pion ; le pion non conspirant prévoit en effet un minimum pour les petites valeurs du transfert beaucoup plus accentué que celui observé expérimentalement, toutes les amplitudes s'annulant alors en $t = 0$. La contribution du pion conspirant décroit également mais très légèrement et en accord avec les points expérimentaux ; seules, dans ce cas, les amplitudes $M_{0\,-\frac{3}{2}\,1\,-\frac{1}{2}}$ et $M_{0\,-\frac{1}{2}\,1\,+\frac{1}{2}}$ ne s'annulent pas à l'avant ; les quatre autres amplitudes ayant le même ordre de grandeur donnent ce maximum à $t \simeq -0,015\,(GeV/c)^2$.

Les points expérimentaux correspondant à des valeurs de $t \leq -0,3\,(GeV/c)^2$ éliminent la solution a) pour la trajectoire du A_2 , la décroissance en transfert donnée par cette solution étant trop rapide quel que soit le couplage utilisé (voir figures 28 et 29). Il reste finalement quatre solutions (trajectoires b) et c) pour le A_2 et deux types de couplage au vertex $A_2 N \Delta$). Ces solutions se distinguent difficilement par comparaison aux données expérimentales actuelles. Nous avons tracé pour E_γ = 5 et 16GeV les solutions b) et c) avec un couplage dipolaire (figures 24, 29) avec le résidu suivant pour le A_2 :

solution b) : $\gamma_{0\frac{3}{2}1\frac{1}{2}} = 0,394 \sqrt{\mu b}$ (GeV/c)

solution c) : $\gamma_{0\frac{3}{2}1\frac{1}{2}} = 0,404 \sqrt{\mu b}$ (GeV/c)

Les solutions b) et c) avec un couplage quadrupolaire sont tracées sur les figures (25, 26, 27 et 28). L'ajustement est effectué avec les paramètres suivants :

solution b) :

$\gamma_{0\frac{3}{2}1\frac{1}{2}} = 0,19 \sqrt{\mu b}$ (GeV/c) ; $\gamma_{0\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = -0,28 \sqrt{\mu b}$ (GeV/c) ;

$\gamma_{0-\frac{3}{2}1+\frac{1}{2}} = -0,03 \sqrt{\mu b}$ (GeV/c)

solution c) :

$\gamma_{0\frac{3}{2}1\frac{1}{2}} = 0,2 \sqrt{\mu b}$ (GeV/c) ; $\gamma_{0\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = -0,18 \sqrt{\mu b}$ (GeV/c) ;

$\gamma_{0-\frac{3}{2}1\frac{1}{2}} = -0,39 \sqrt{\mu b}$ (GeV/c)

La valeur de la largeur de désintégration Γ_Δ utilisée est celle donnée par l'expérience[44] : $\Gamma_\Delta = 120$ MeV.

On peut quand même remarquer que le couplage quadrupolaire donne des résultats légèrement meilleurs que le couplage dipolaire mais sans que, à notre avis, une conclusion définitive puisse s'imposer. La nécessité d'un couplage de type quadrupolaire au vertex $A_2 N \Delta$ indiquerait une absence de dégénérescence d'échange entre le A_2 et le ρ .

Enfin, le fait qu'une trajectoire linéaire de la forme $\alpha_{A_2} = 0,4+0,5\,t$

traduise convenablement la photoproduction du Δ , est en accord avec l'analyse de D. Amati, G. Cohen-Tannoudji, R. Jengo et Ph. Salin[22] de la photoproduction de π^+ et explique ainsi pourquoi les sections efficaces de ces deux réactions se confondent pratiquement pour des transferts supérieurs à $-0,3\ (GeV/c)^2$.

. 6) - Comparaison avec la réaction $\pi p \longrightarrow \rho \Delta$.

Il a été démontré récemment que les résultats expérimentaux actuels sur les réactions de photoproduction ne sont pas en désaccord[31] avec l'hypothèse de la dominance vectorielle du courant électromagnétique. Cette hypothèse nous permet d'écrire :

$$M(\gamma p \longrightarrow \pi^- \Delta^{++}) = \sqrt{\frac{2\pi}{g\gamma_p^2}}\ M(V p \longrightarrow \pi^- \Delta^{++}) \qquad (VI\text{-}1)$$

avec : $$V = 3\rho^o + \omega - \sqrt{2}\ \varphi \qquad (VI\text{-}2)$$

Or les observables des processus $\pi^+ p \rightarrow V \Delta^{++}$ et $V p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ s'écrivent de la même manière dans la voie t en échangeant simplement les particules finales. A haute énergie et à petit angle les deux réactions ont la même section efficace différentielle lorsqu'elles sont décrites par le modèle des pôles de Regge[52]. Celle-ci s'exprime en fonction des échanges du π et du A_2 ; nous avons montré dans la deuxième partie (section (4.2)) que pour la réaction $\pi^+ p \longrightarrow \rho^o \Delta^{++}$, la contribution de parité naturelle domine celle de parité antinaturelle, sauf à l'avant : l'élément ρ_{oo} de la matrice densité de désintégration du ρ diminue rapidement en même temps que le

transfert ; par exemple pour $E_\gamma \sim 3,5\,GeV/c$, $\rho_{oo} = 1,326$ pour $0 < -t < 0,1$ et vaut $0,276$ au voisinage de $t = -0,2\,(GeV)^2$. Il est donc naturel de supposer que le pion est dominant à l'avant jusqu'à $t = -0,2$ et qu'ensuite le A_2 devient la principale contribution. Tout ceci est parfaitement en accord avec notre choix de trajectoires à échanger et notre analyse de $\gamma p \to \pi^- \Delta^{++}$.

La formule (VI-1) permet d'obtenir la relation suivante[53] [27]:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \pi^- \Delta^{++}) \simeq g^2_{\gamma V}\ \rho^V_{11}\ \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \to V \Delta^{++}) \qquad \text{(VI-3)}$$

L'ordre de grandeur du membre de droite de cette relation est donné par la réaction : $\pi^+ p \to \rho^o \Delta^{++}$, puisque la production du ω est beaucoup plus faible que celle du ρ , et que le facteur relatif (cf éq. (VI-2)) diminue encore sa contribution d'un facteur 1/9 . Puisque le A_2 ne contribue pas à l'avant de cette réaction, examinons les prédictions données par l'échange du pion dans la réaction : $\pi^+ p \to \rho^o \Delta^{++}$.

a) pion non conspirant :

Les éléments de matrice densité du ρ ont le comportement suivant pour des transferts très petits :

$$\rho_{oo} \neq 0 \quad , \quad \rho_{11} = 0 \quad , \quad \rho_{1-1} = 0$$

Ceci est en accord avec les mesures expérimentales de l'élément ρ_{oo} mais se trouve en contradiction apparente avec la relation (VI-3) puisqu'un minimum est ainsi prévu à l'avant de $\gamma p \to \pi^- \Delta^{++}$; mais ceci n'est qu'apparent puisque cette relation est indépendante du système de base choisi pour mesurer les éléments de matrice et que, par exemple, le choix de la base de

Donohue - Högaasen[54] restitue $\rho_{11} \neq 0$ et un comportement à l'avant compatible avec l'expérience pour les sections efficaces différentielles de la photoproduction de l'isobare. D'autre part, le pion non conspirant semble bien traduire la structure expérimentale observée à l'avant de $\pi^+ p \rightarrow V \Delta^{++}$[55].

b) pion conspirant :

On a alors pour $t \sim 0$:

$$\rho_{oo} = 0 \quad , \quad \rho_{11} \neq 0 \quad \text{et} \quad \rho_{1-1} \neq 0$$

Cette solution est en contradiction formelle avec les informations expérimentales, que ce soit sur l'élément de matrice densité ou la section efficace expérimentale, comme l'a remarqué Le Bellac[56].

EXPLICATION des FIGURES

Figure 14 :
Réaction $\gamma p \rightarrow p \omega$; section efficace différentielle pour $1,8 < E_\gamma < 2,5$ GeV (Référence 26 b). La courbe en tracé plein correspond à la solution I (pion évasif, Pomeranchuk), tandis que celle en pointillé correspond à la solution II (pion conspirant, résidus constants, Pomeranchuk).

Figure 15 :
Réaction $\gamma p \rightarrow p \omega$; section efficace différentielle pour $2,5 < E_\gamma < 5,8$ GeV (Référence 26 b). La courbe en tracé point-trait correspond à la solution III (pion conspirant, résidus fonctions de t , Pomeranchuk).

Figure 16 :
Réaction $\gamma p \rightarrow p \omega$; structure à l'avant de la contribution du pion selon les solutions envisagées pour $E_\gamma = 4,15$ GeV.

Figure 17 :
Réaction $\gamma p \rightarrow p \rho^o$; sections efficaces différentielles pour cinq intervalles d'énergie (Référence 26 b). Les courbes correspondent au meilleur ajustement décrit dans le texte.

Figure 18 :
Réaction $\gamma p \rightarrow p \rho^o$; sections efficaces différentielles pour cinq valeurs de l'énergie (Référence 26 e).

Figures 19 et 20 :
Réaction $\gamma p \rightarrow p \rho^o$; distributions de désintégration dans le système d'hélicité (Référence 26 b).

Figure 21 :
Réaction $\gamma p \rightarrow p \phi$; sections efficaces différentielles pour deux intervalles d'énergie (Référence 26 b). Les courbes correspondent au meilleur ajustement décrit dans le texte.

Figure 22 :
Réaction $\gamma p \rightarrow p \phi$; sections efficaces différentielles pour deux énergies (Référence 26 e).

Figure 23 :
Réaction $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$; sections efficaces différentielles à petits transferts pour quatre valeurs de l'énergie (Référence 27). La contribution du pion conspirant est tracée en pointillé, celle du pion évasif en tracé plein.

Figure 24 :
Réaction $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$; sections efficaces différentielles pour $E_\gamma = 5\,GeV$ (Référence 27) ; les courbes théoriques correspondent à un couplage dipolaire au vertex $A_2 N \Delta$ et à la trajectoire
$\alpha_{A_2} = 0,4 + 0,5\,t$ (tracé plein, solution c) du texte)
$\alpha_{A_2} = -1 + \frac{1,96}{1,4 - 0,65\,t}$ (tracé pointillé, solution b) du texte).

Figure 25 :
La même que la précédente, mais les courbes théoriques correspondent à un couplage quadrupolaire au vertex $A_2 N \Delta$.

Figure 26 :
Réaction $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ à $8\,GeV$[27]; couplage quadrupolaire au vertex $A_2 N \Delta$; les conventions sont les mêmes que précédemment.

Figure 27 :
Réaction $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ à $11\,GeV$[27];mêmes conventions.

Figure 28 :
Réaction $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ à $16\,GeV$[27]; couplage quadrupolaire. Nous avons tracé en trait - point la courbe correspondant à la solution : $\alpha_{A_2} = 0,4 + 0,9\,t$ (solution a) du texte).

Figure 29 :
Réaction $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ à $16\,GeV$[27]; couplage dipolaire. La courbe en tracé trait-point correspond à la solution a) .

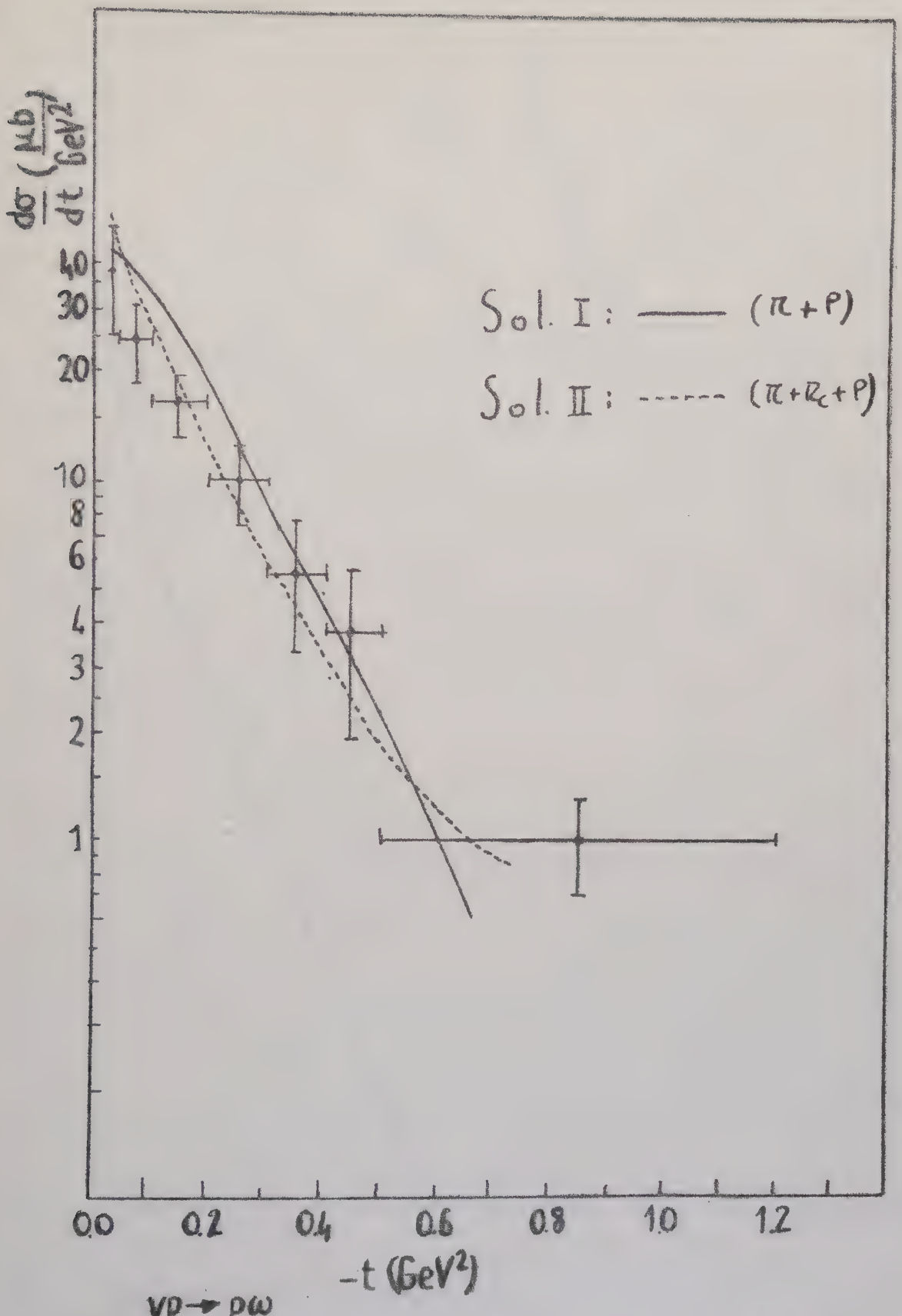
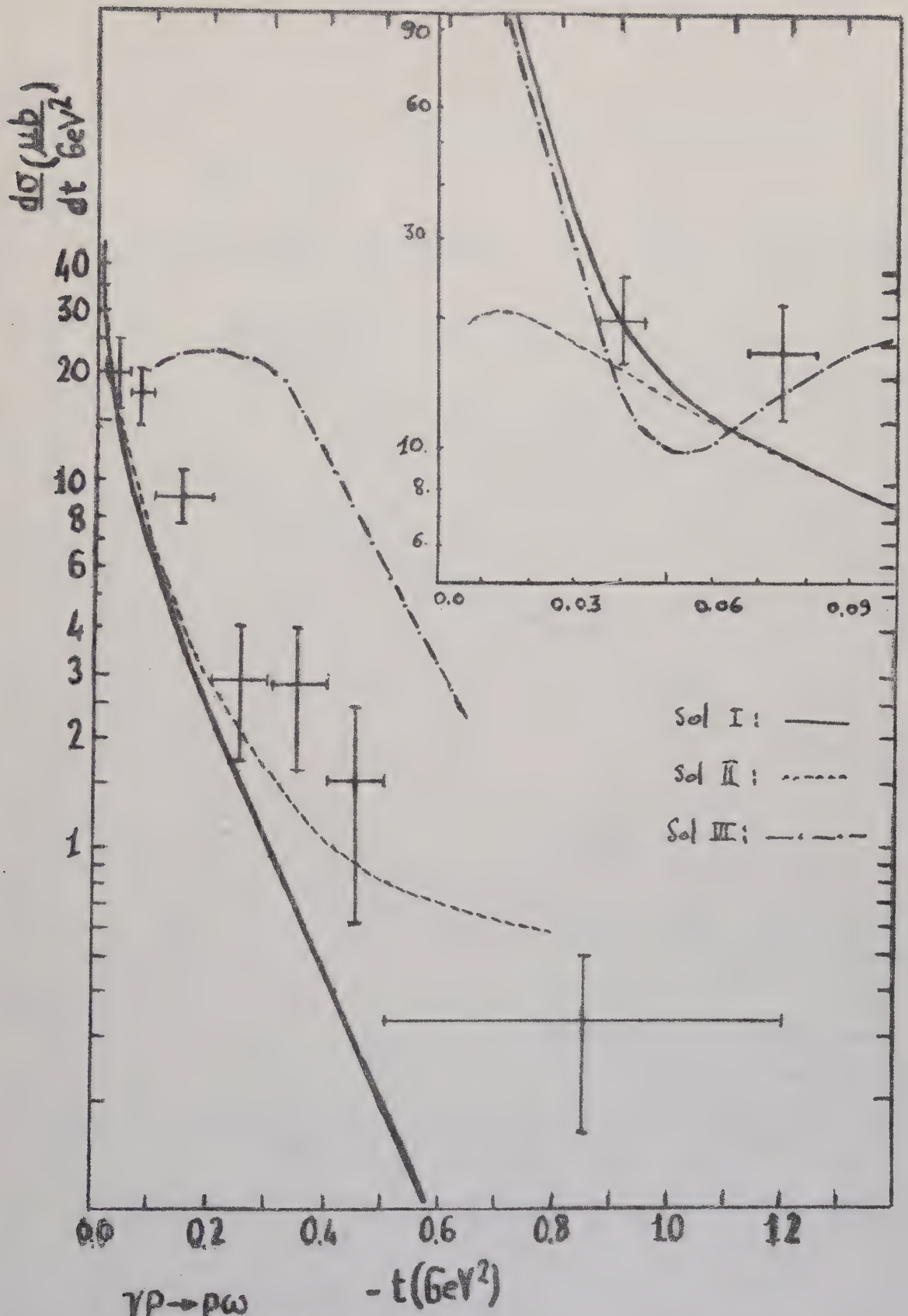

dσ/dt (μb/GeV²)
40
30
20
10
8
6
4
3
2
1
Sol. I: —— (π+P)
Sol. II: ------ (π+R_c+P)
0.0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
-t (GeV²)
γp → pω
1.8<Eγ<2.5 GeV

FIG.14



γP→pω

2.5 < Eγ < 5,86 eV

FIG.15

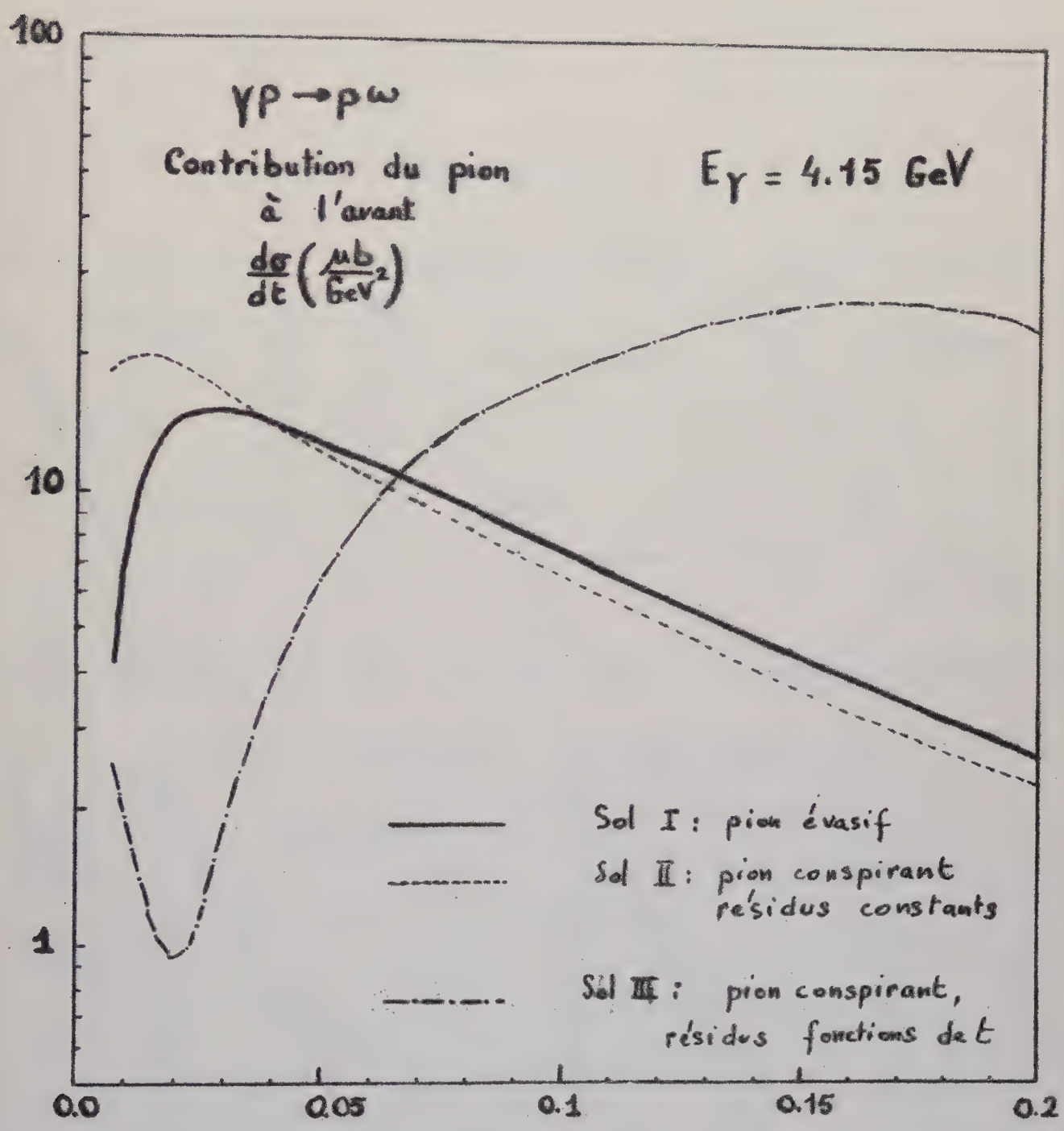

100
10
1
γp → pω
Contribution du pion
à l'avant
$\frac{d\sigma}{dt}\left(\frac{\mu b}{GeV^2}\right)$
E_γ = 4.15 GeV
Sol I : pion évasif
Sol II : pion conspirant
résidus constants
Sol III : pion conspirant,
résidus fonctions de t
0.0
0.05
0.1
0.15
0.2
$-t(GeV^2)$

FIG. 16

$\gamma p \to p \rho^0$

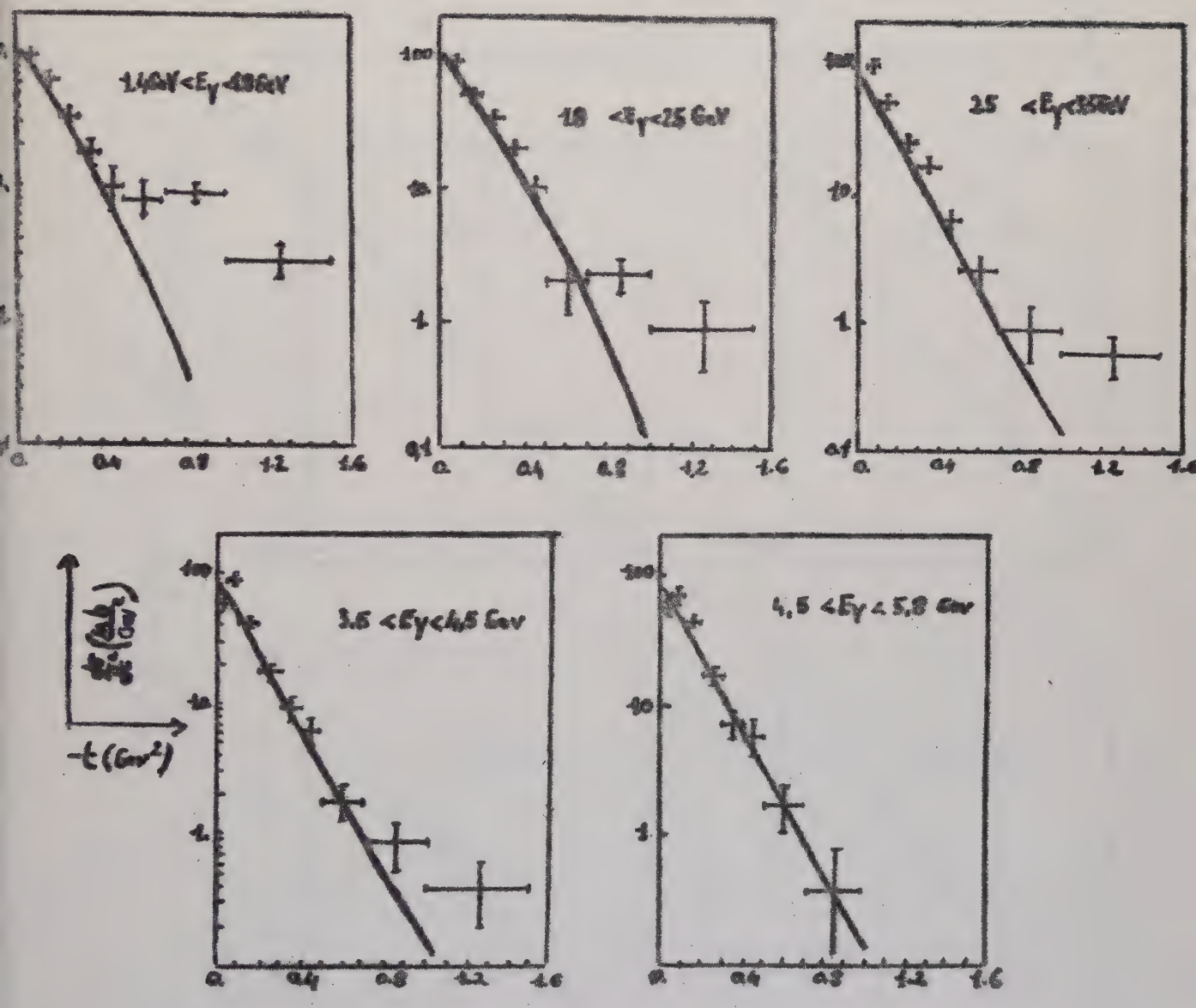


Fig. 17

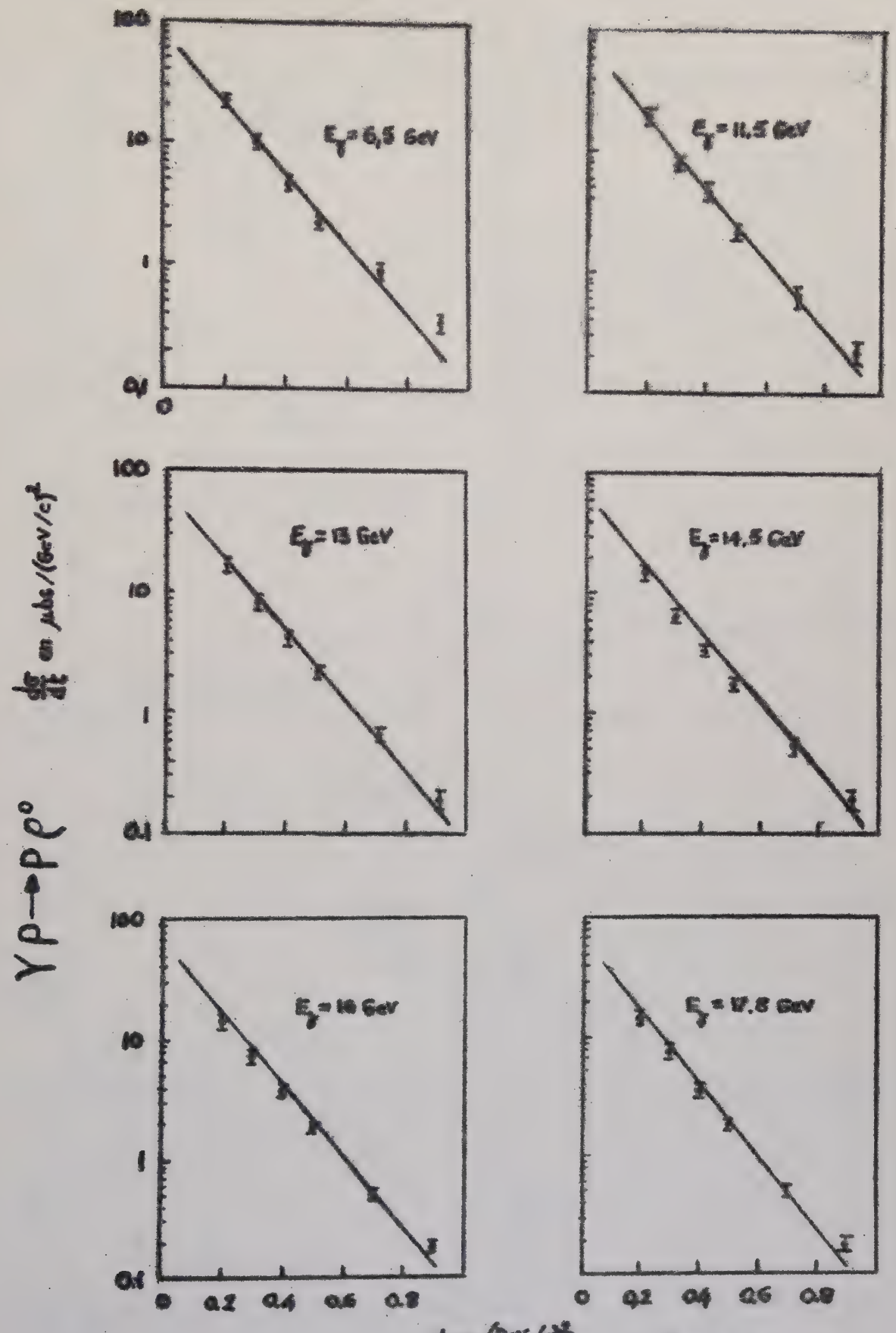

E_γ = 6,5 GeV
E_γ = 11,5 GeV
E_γ = 13 GeV
E_γ = 14,5 GeV
E_γ = 16 GeV
E_γ = 17,5 GeV
$\gamma p \to p \rho^0$
$\frac{d\sigma}{dt}$ en μbs/(GeV/c)²
-t en (GeV/c)²
100
10
1
0,1
0
0,2
0,4
0,6
0,8

Fig.18

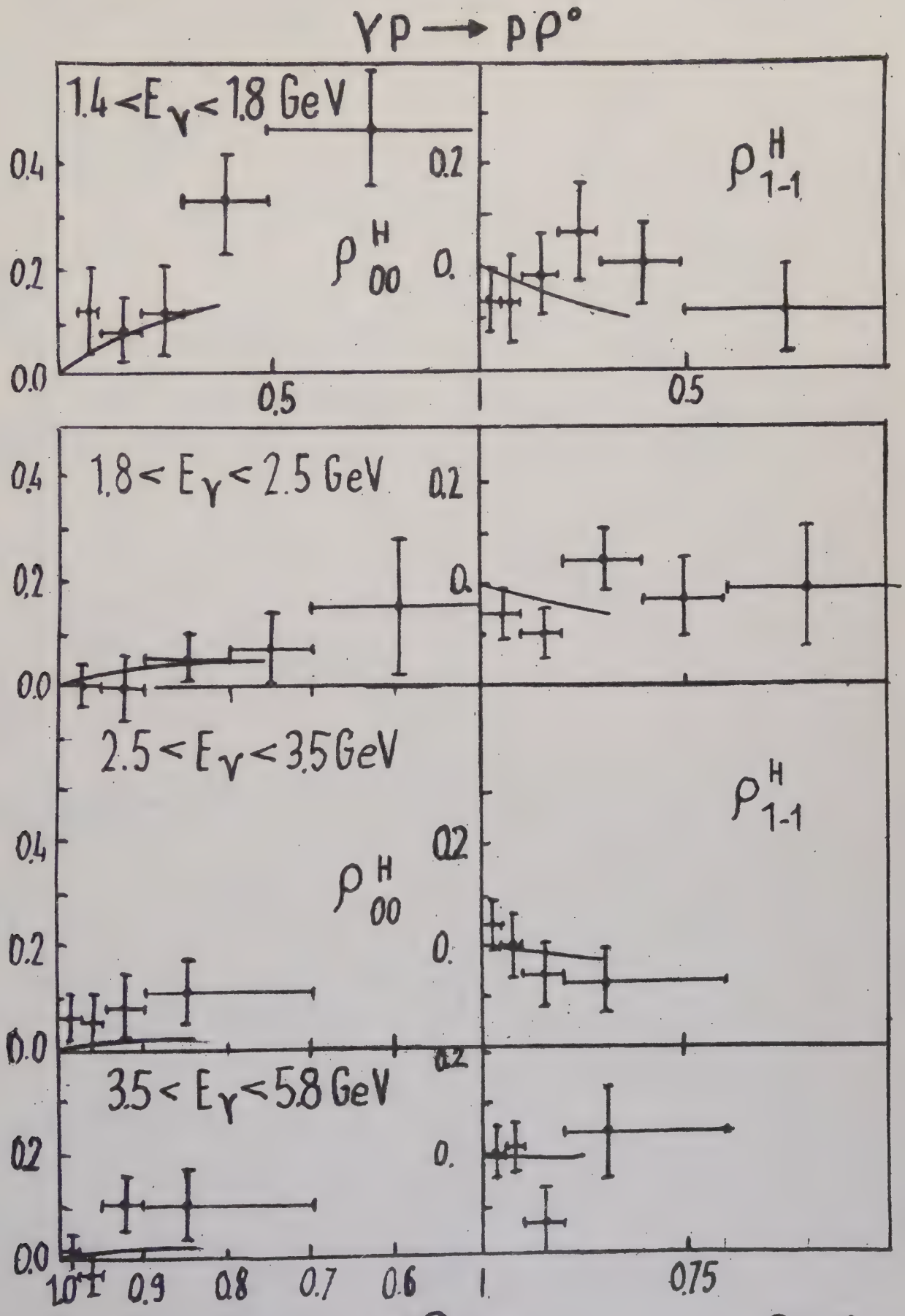

γp → pρ°
1.4 < Eγ < 1.8 GeV
1.8 < Eγ < 2.5 GeV
2.5 < Eγ < 3.5 GeV
3.5 < Eγ < 5.8 GeV
ρ H 00
ρ H 1-1
cos Θ CM

Fig.19

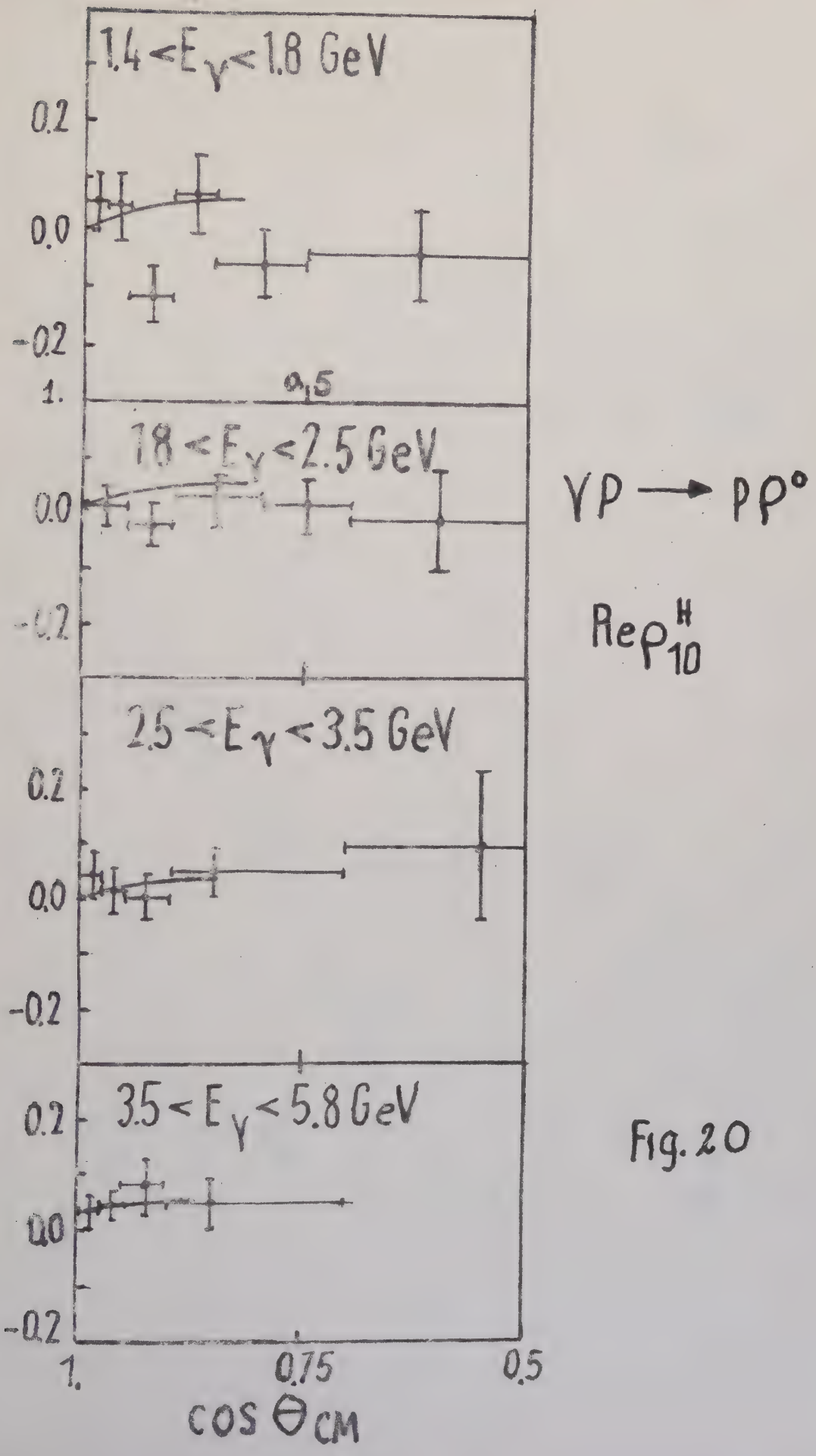

1.4 < Eγ < 1.8 GeV
1.8 < Eγ < 2.5 GeV
2.5 < Eγ < 3.5 GeV
3.5 < Eγ < 5.8 GeV
0.2
0.0
-0.2
1.
0.75
0.5
cos Θ CM
γP → PP°
Re ρ^H_10

Fig. 20

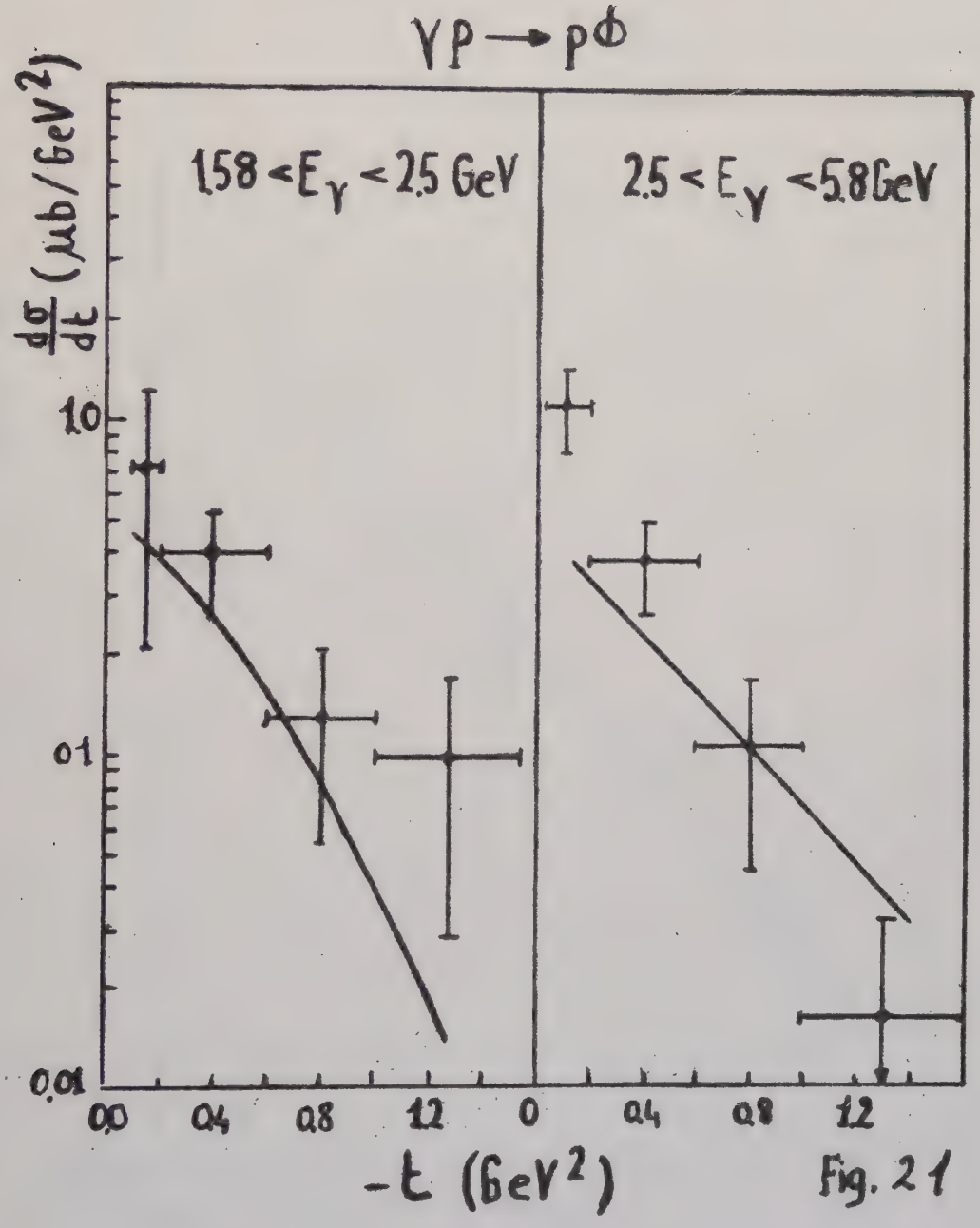

γp → pΦ
1.58 < E_γ < 2.5 GeV
2.5 < E_γ < 5.8 GeV
dσ/dt (μb/GeV²)
10
0.1
0.01
0.0
0.4
0.8
1.2
0
0.4
0.8
1.2
-t (GeV²)

Fig. 21

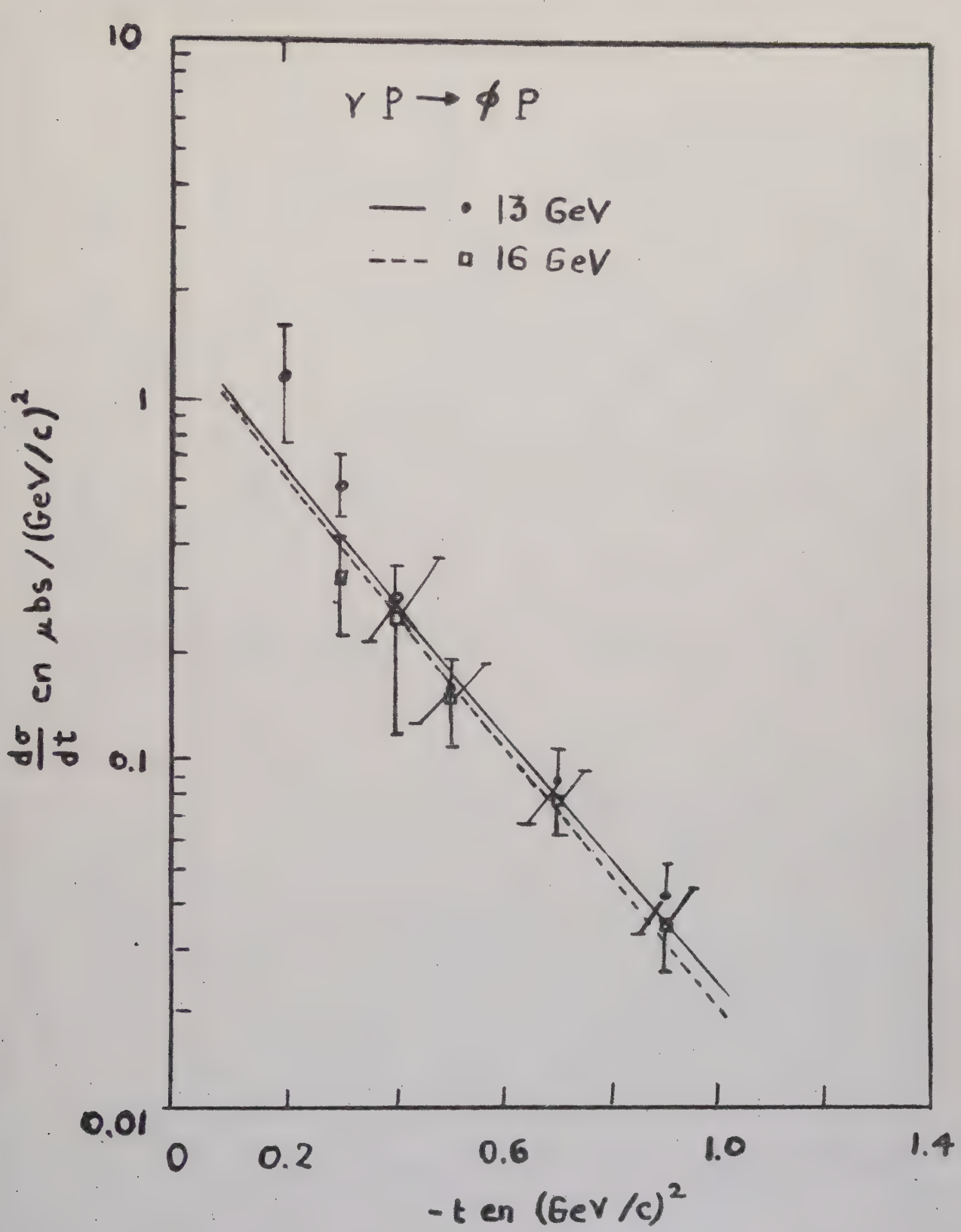

10
1
0.1
0.01
γ P → φ P
— • 13 GeV
--- □ 16 GeV
dσ/dt en μbs / (GeV/c)²
0
0.2
0.6
1.0
1.4
-t en (GeV/c)²

Fig. 22

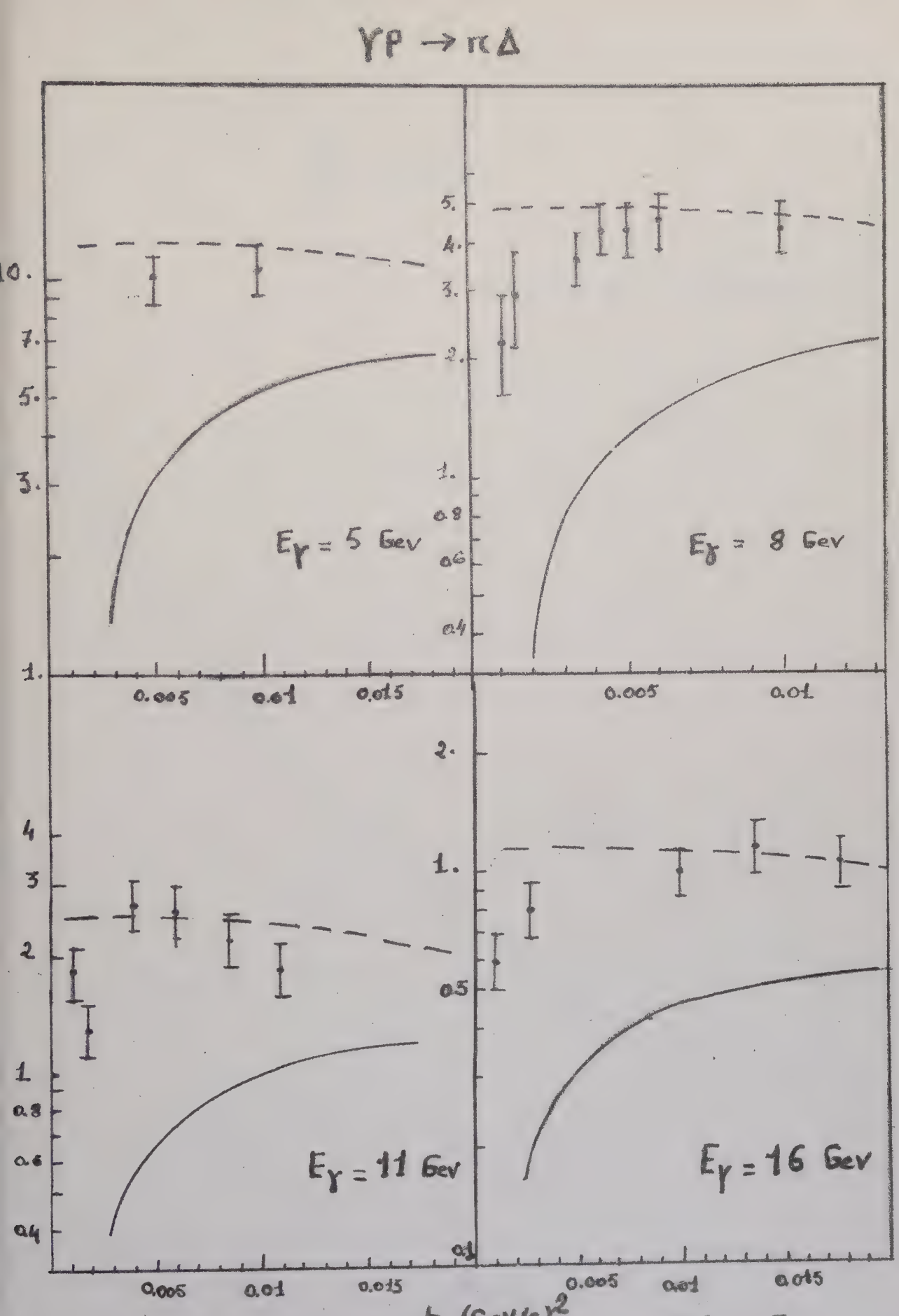

γp → πΔ
10.
7.
5.
3.
1.
E_γ = 5 Gev
0.005
0.01
0.015
5.
4.
3.
2.
1.
0.8
0.6
0.4
E_γ = 8 Gev
0.005
0.01
4
3
2
1
0.8
0.6
0.4
E_γ = 11 Gev
0.005
0.01
0.015
2.
1.
0.5
0.3
E_γ = 16 Gev
0.005
0.01
0.015
$-t$ (GeV/c)^2

FIG 23

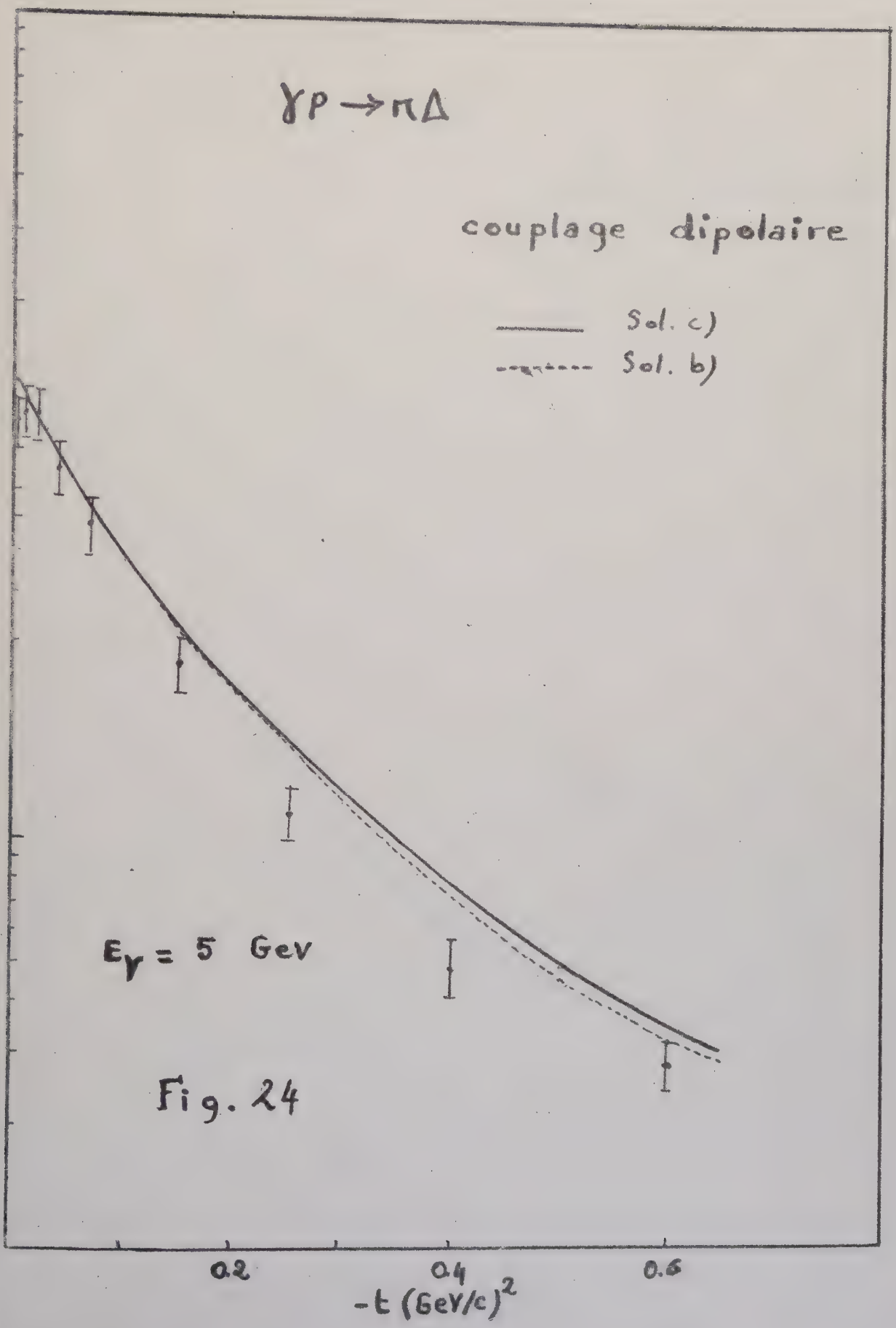

γp → nΔ
couplage dipolaire
Sol. c)
Sol. b)
E_γ = 5 Gev
0.2
0.4
0.6
-t (GeV/c)²

Fig. 24

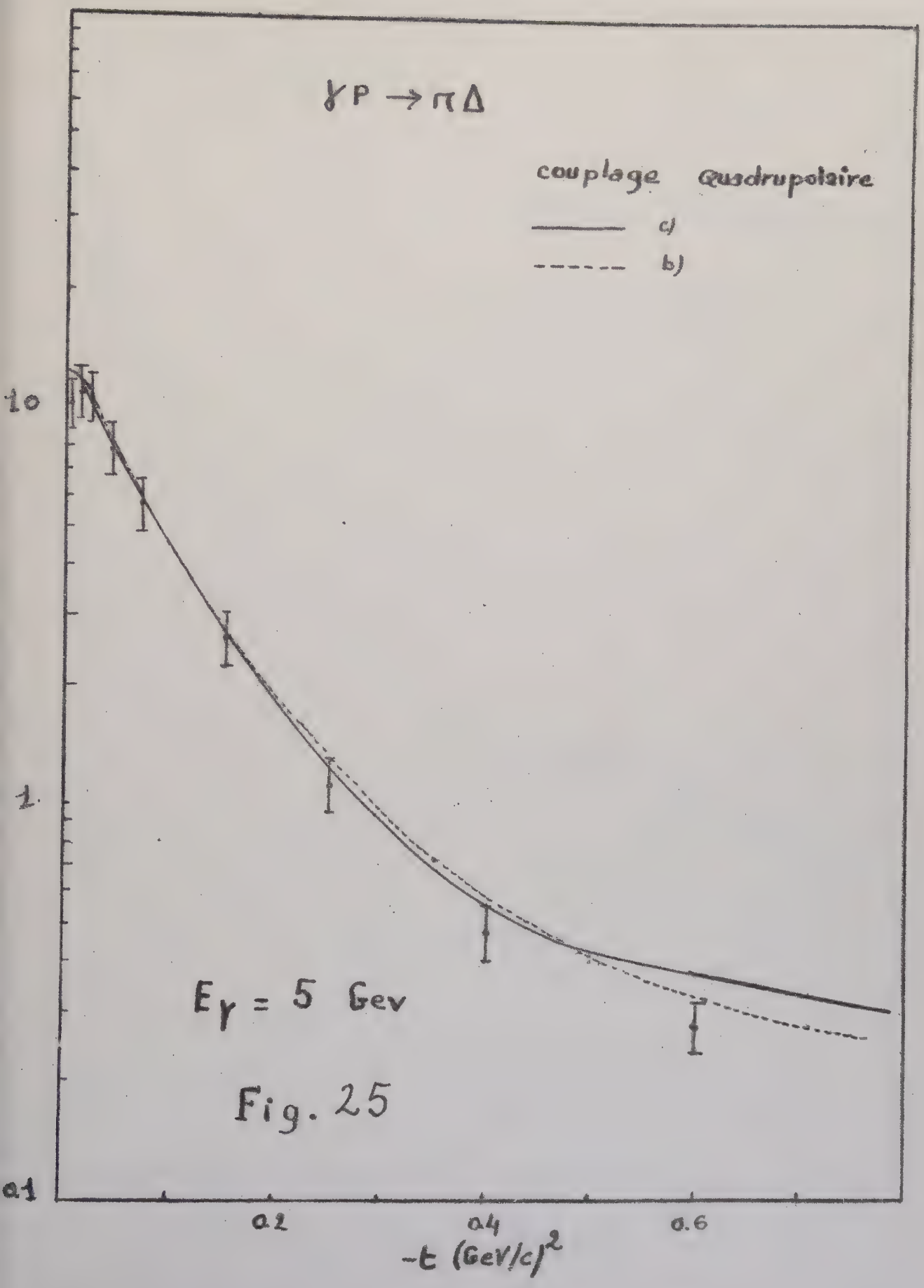
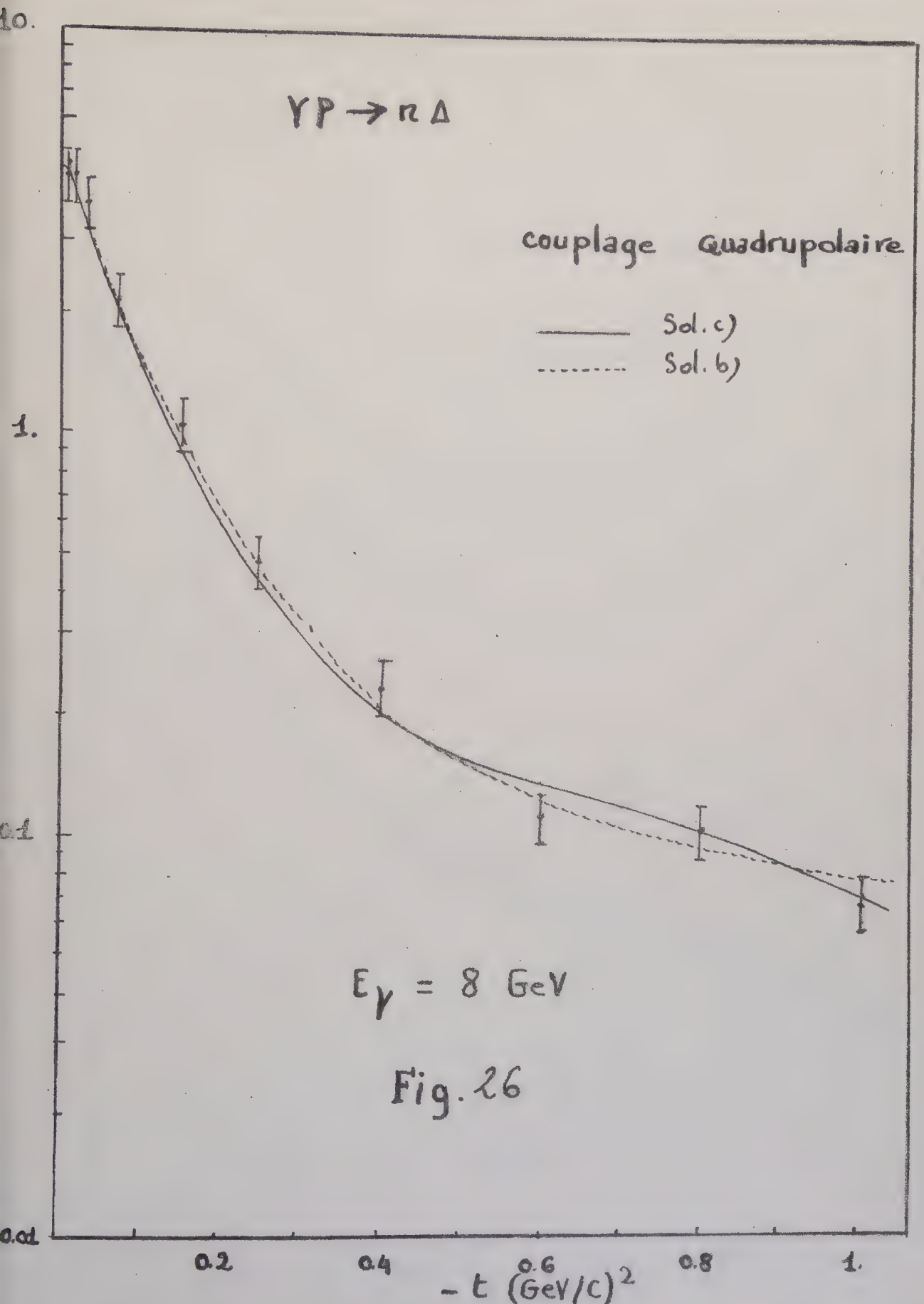

γP → πΔ
couplage Quadrupolaire
a)
b)
10
1
0.1
0.2
0.4
0.6
-t (GeV/c)²
Eγ = 5 Gev

Fig. 25



E_γ = 8 GeV

Fig. 26

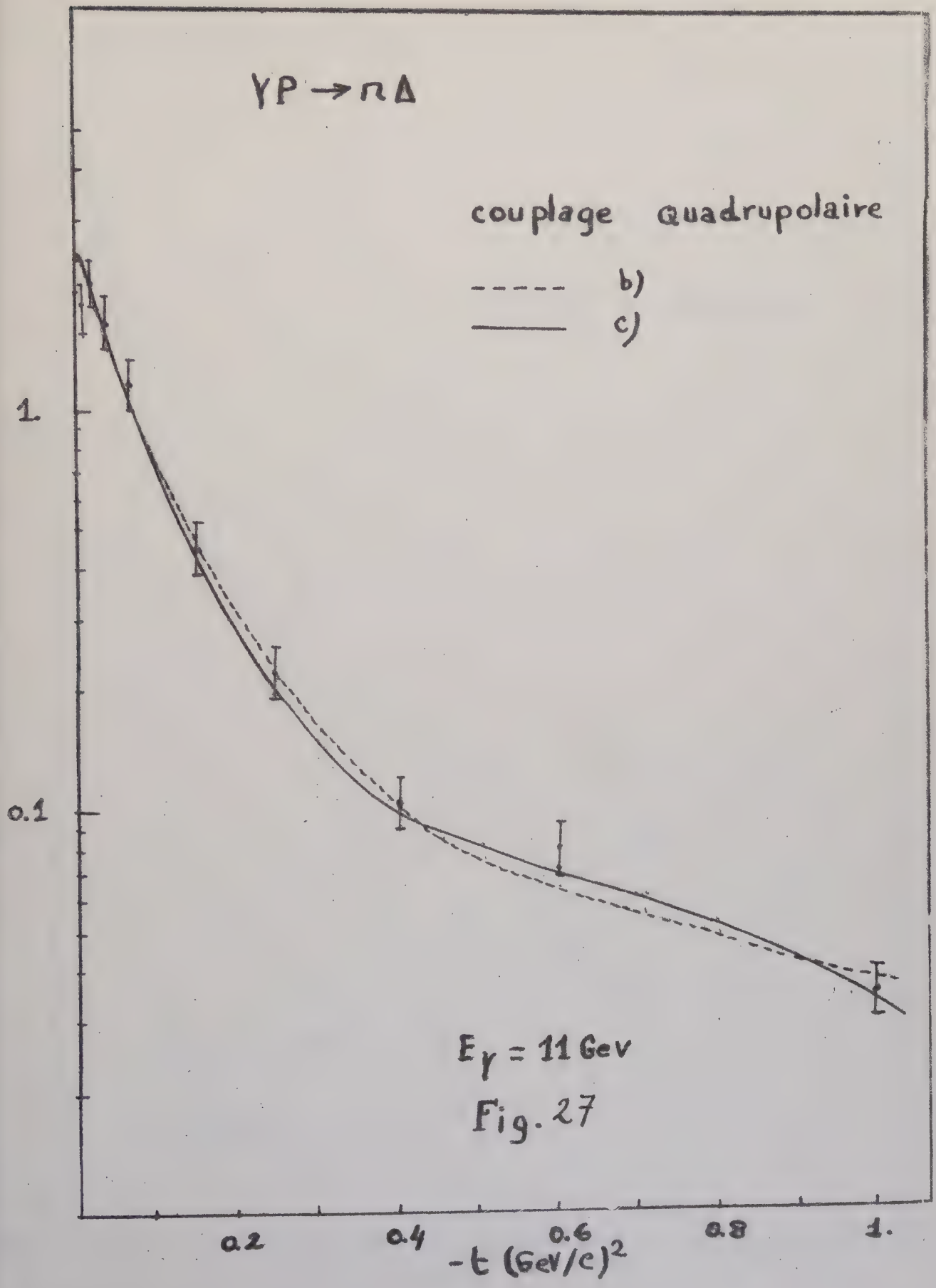

γP → πΔ
couplage quadrupolaire
b)
c)
1.
0.1
0.2
0.4
0.6
0.8
1.
-t (Gev/c)²
Eγ = 11 Gev

Fig. 27

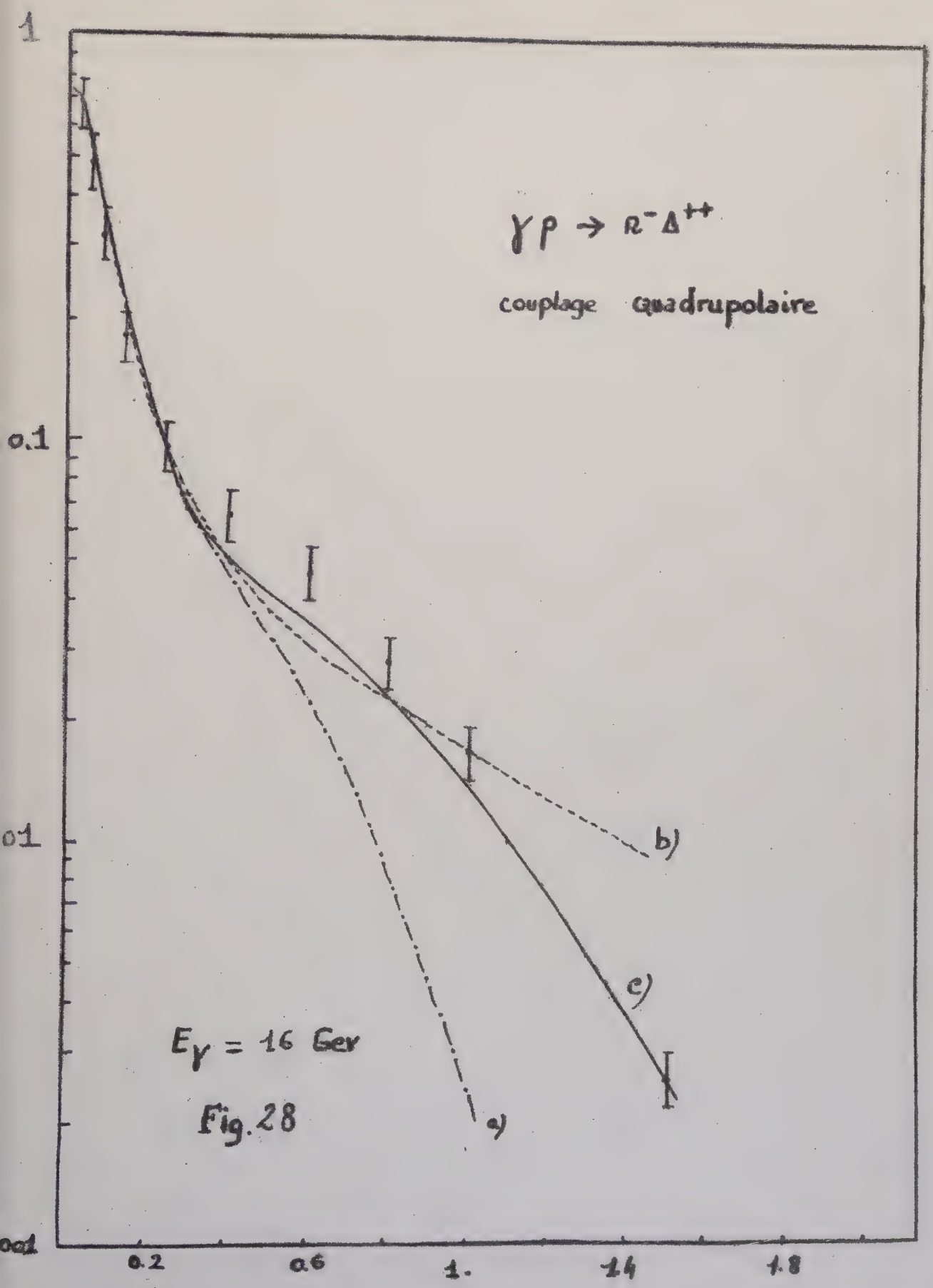

1
0.1
01
001
0.2
0.6
1.
1.4
1.8
$\gamma p \to \pi^- \Delta^{++}$
couplage quadrupolaire
b)
c)
a)
E_γ = 16 Gev

Fig. 28

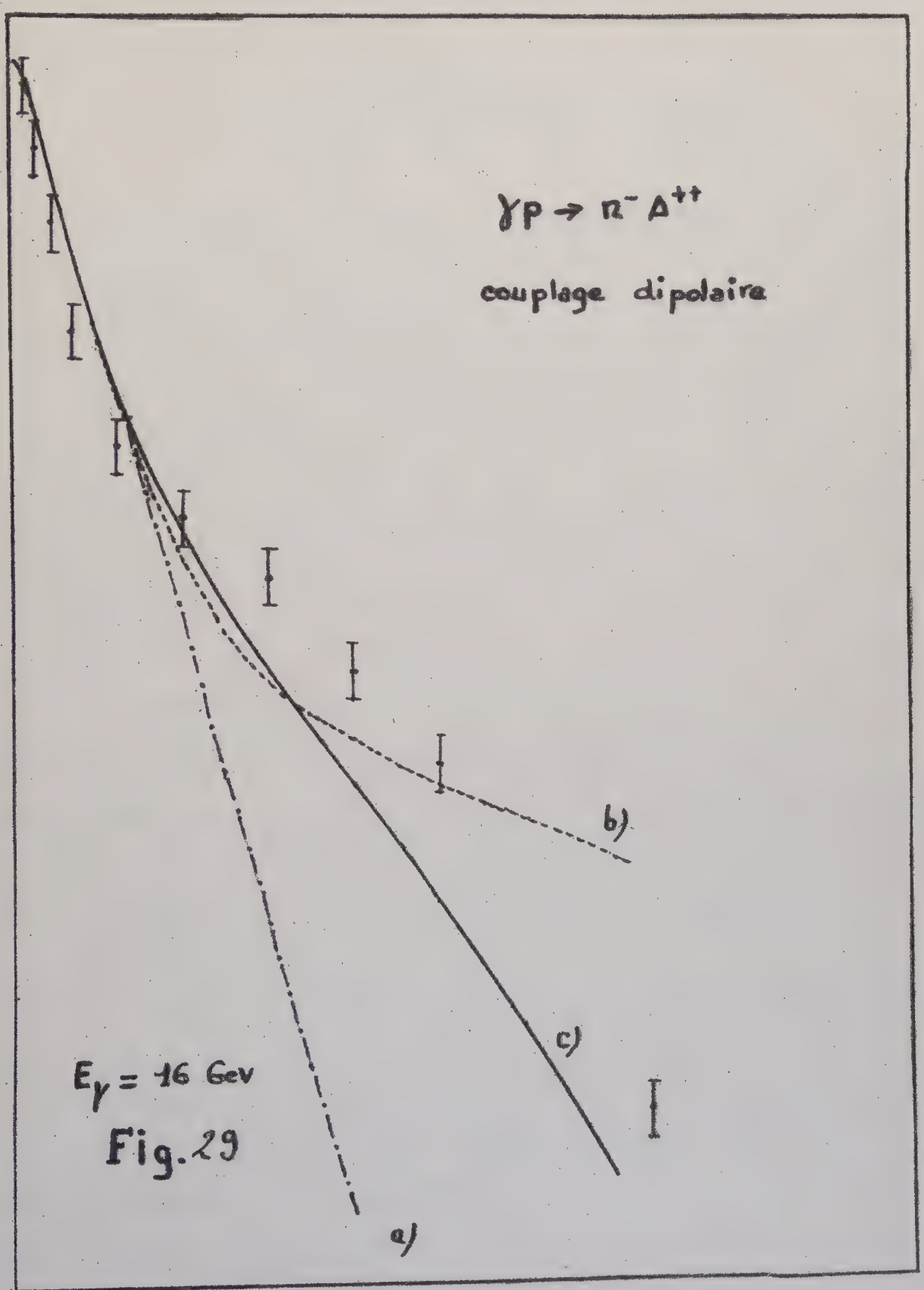


Fig. 29

REFERENCES

de la TROISIEME PARTIE

(1) B. Diu et M. Le Bellac, Nuov. Cim., 53 A, 158, (1968).

(2) J.S. Ball, Phys. Rev., 124, 2014, (1961).

(3) R.W. Childers et W.G. Holladay, Phys. Rev., 132, 1809, (1963).

(4) D. Freedman et J.M. Wang, Phys. Rev., 153, 1596, (1967).

(5) L.L.C. Wang, Phys. Rev., 142, 1187, (1966).

(6) L.L.C. Wang, Phys. Rev., 153, 1664, (1967).

(7) R. Alvarez et al., Phys. Rev. Lett., 12, 707, (1964).

(8) M. Braunschweig, D. Husmann, K. Lübelsmeyer et D. Schmitz, Phys. Lett., 22, 705, (1966).

(9) G.C. Bolon et al., Phys. Rev. Lett., 18, 926, (1967).

(10) M.P. Locher et H. Rollnik, Phys. Lett., 22, 696, (1966).

(11) G. Buschhorn et al., Phys. Rev. Lett., 17, 1027, (1966); 18, 571, (1967).
P. Schmüser, Rapport interne, DESY (1967).

(12) J.P. Dowd, D.O. Caldwell, K. Heinloth et T.R. Sherwood, Phys. Rev. Lett., 18, 414, (1967).

(13) J.P. Ader, M. Capdeville et Ph. Salin, Nucl. Phys., B3, 407, (1967).

(14) D. Ritson et al., Phys. Rev. Lett., 21, 384, (1968).
voir aussi : M. Braunschweig, W. Braunschweig, D. Husmann, K. Lübelsmeyer et D. Schmitz, Phys. Lett., 26 B, 405, (1968).

(15) D. Bellenger et al., MIT à paraitre (1968).

(16) H. Harari, Phys. Rev. Lett., 21, 835, (1968).

(17) référence mentionnée dans la référence (18).

(18) A. Capella et J. Tran Thanh Van, prépublication d'Orsay (décembre 1968)

(19) J. Frøyland et D. Gordon, Rapport MIT (1968), non publié.

(20) A. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett., 20, 300, (1968).

(21) J.S. Ball, W.R. Frazer et M. Jacob, Phys. Rev. Lett., 20, 518, (1968).

(22) D. Amati, G. Cohen-Tannoudji, R. Jengo et Ph. Salin, Phys. Lett., 26 B, 510, (1968).

(23) K. Dietz et W. Korth, Phys. Lett., 26 B, 394, (1968).

(24) R. Diebold, Phys. Rev. Lett., 22, 204, (1969).

(25) J. Frøyland et D. Gordon, Phys. Rev., 177, 2500, (1969).

(26) a) Collaboration Aix-la-Chapelle - Berlin - Bonn - Hambourg - Heidelberg - Munich, Nuov. Cim., 46 A, 795, (1966) et 48 A, 262, (1967).
b) DESY rapport N° 68/8 (1968), (non publié).
c) Groupe des Chambres à bulles de Cambridge, Phys. Rev., 163, 1510, (1967).
d) A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett., 20, 300, (1968).
e) W.G. Jones et al., Phys. Rev. Lett., 21, 586, (1968).

(27) A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett., 22, 148, (1969).

(28) A. Ahmadzadeh et R.J. Jacob, Phys. Rev., 160, 1359, (1967).

(29) H. Harari, Phys. Rev., 155, 1565, (1967).

(30) P.G.O. Freund, Nuov. Cim., 44 A, 411, (1966).
H. Joos, Phys. Lett., 24 B, 103, (1967).

(31) A. Dar, C.A. Levinson, H.J. Lipkin et V.F. Weisskopf, Phys. Rev. Lett., 20, 1261, (1968).

(32) voir par exemple : U. Maor et P.C.M. Yock, Phys. Rev., 148, 1542, (1966).

(33) K. Gottfried et J.D. Jackson, Nuov. Cim., 34, 735, (1964).
J.D. Jackson, J.T. Donohue, K. Gottfried, R. Keyser et B.E.Y. Svensson, Phys. Rev., 139 B, 428, (1965).

(34) K. Schilling, Thèse DESY 66/9 (1966).

(35) S.M. Berman et S.D. Drell, Phys. Rev., 133 B, 791, (1964).

(36) D. Amati, S. Fubini et A. Stanghellini, Nuov. Cim., 26, 896, (1962).

(37) K. Schilling et F. Storim, Nucl. Phys., B 7, 559, (1968).

(38) W. Drechsler, Phys. Lett., 23, 272, (1966).

(39) J. Daboul, Nucl. Phys., B 7, 651, (1968).

(40) A.N. Maheshwari, Phys. Rev., 170, 1533, (1968).

(41) Pour la trajectoire du Pomeranchuk nous avons choisi la solution (a) de la Table I de : C.B. Chiu, R.J.N. Phillips et W. Rarita, Phys. Rev., 153, 1485, (1967).

(42) M. Gell-Mann, dans : Proceeding of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN, p. 539.

(43) R.J.N. Phillips, Nucl. Phys., B 2, 394, (1967).

(44) A.H. Rosenfeld et al., Reviews of Modern Phys., 41, 109, (1969).

(45) L. Stodolsky et J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett., 11, 90, (1963).
L. Stodolsky, Phys. Rev., 134 B, 1099, (1964).
J.D. Jackson et H. Pilkuhn, Nuov. Cim., 33, 906, (1964) et 34, 1841, (1964).

(46) D. Brown et al., Phys. Rev. Lett., 19, 664, (1967).

(47) L. Jones, Phys. Rev., 163, 1530, (1967).

(48) G.H. Renniger et K.V.L. Sarma, "Hypothesis of M1-dominance in $3/2^+$-isobar production reactions", Carnegie-Mellon University (1969).

(49) M. Krammer et U. Maor, Nuov. Cim., 52 A, 308, (1967).

(50) A. Pignotti, Phys. Rev. Lett., 10, 416, (1963).

(51) D.D. Reeder et K.V.L. Sarma, Phys. Rev., 172, 1566, (1968).

(52) D.S. Beder, Phys. Rev., 149, 1203, (1966).
D.H. Sharp et W.G. Wagner, Phys. Rev., 128, 2899, (1962).

(53) C. Iso et H. Yoshii, Ann. of Phys., 48, 237, (1968).

(54) J.T. Donohue et H. Högaasen, Phys. Lett., 25 B, 554, (1967).

(55) C.D. Frogatt, Nucl. Phys., B 6, 421, (1968).

(56) M. Le Bellac, Phys. Lett., 25 B, 524, (1967).

CONCLUSION

En résumé, cette étude constitue une tentative de solution à certains problèmes posés par l'étude phénoménologique des réactions à deux corps à haute énergie. Ces problèmes sont principalement de deux sortes :

1) Les complications dues aux spins des particules externes et aux différences de masse introduisent dans le cadre du modèle d'échanges de pôles de Regge des difficultés essentielles. Cohen-Tannoudji, Morel et Salin[1] ont montré qu'une des manières les plus adéquates de surmonter ces difficultés était de paramétriser les amplitudes d'hélicité de la voie directe de la réaction. Nous avons exposé leur formalisme dans la première partie, complété par le travail de Le Bellac[2], puis nous avons envisagé l'étude d'échanges d'états de nombre baryonique non nul dans la voie croisée. Nous montrons que la seule solution permise alors par la cinématique est la solution de type "conspiration": les états échangés doivent toujours se présenter sous la forme de doublets, chaque doublet étant constitué d'un état de parité naturelle et d'un état de parité antinaturelle. Les amplitudes ainsi obtenues oscillent en fonction de l'énergie ; nous terminons cette partie en passant en revue les expériences qui pourraient permettre de vérifier ce comportement.

Les résultats obtenus sont applicables à toute réaction à deux corps, lorsque l'on suppose que la dynamique des diffusions à haute énergie est représentée par des amplitudes associées à l'échange d'états de nombres quantiques

déterminés dans la voie croisée t ou u . Les modèles périphériques simples ou avec des corrections d'absorption, le modèle des pôles de Regge constituent les réalisations les plus connues de cette hypothèse.

2) Un autre genre de difficulté que l'on rencontre lorsque l'on veut utiliser de façon raisonnable le modèle de Regge est lié à l'arbitraire du choix des fonctions résidus et des trajectoires. D'autre part des techniques expérimentales permettant d'obtenir des cibles polarisées, de mesurer la polarisation des nucléons de recul sont ou seront bientôt mises au point. L'on peut donc s'attendre à ce que, dans un avenir très proche, une observation de plus en plus précise des détails de la dynamique des interactions fortes devienne possible. Etant donné ces progrès techniques, la question qui se pose naturellement est de savoir quelles informations donne un type particulier de mesure de polarisation et comment il est possible de les comparer aux prédictions des modèles dynamiques des hautes énergies.

La deuxième partie est une tentative de solution de ces difficultés et de réponse à ces questions. Nous montrons de quelle manière les contributions des amplitudes de la voie croisée provenant de l'échange de parités naturelles ou antinaturelles peuvent être séparées pour chaque état d'hélicité des particules de l'état final[3].

Quand l'une des particules de l'état initial est sans spin cette séparation s'effectue simplement à l'aide de la mesure des éléments de matrice densité de l'une des particules de l'état final. Dans des cas plus généraux (les deux particules de l'état initial ont du spin) il est nécessaire d'effectuer

des expériences sur cible polarisée, ou avec un faisceau incident polarisé. Nous montrons également comment serait-il possible expérimentalement de distinguer un modèle de pôles de Regge ayant des trajectoires évasives ou conspirantes d'autres possibilités.

Dans la troisième partie nous avons appliqué le formalisme de la première partie à l'étude des réactions de photoproduction : $\gamma p \rightarrow p\pi^o$, $\gamma p \rightarrow p\pi^+$, $\gamma p \rightarrow \rho p$, $\gamma p \rightarrow \omega p$, $\gamma p \rightarrow \phi p$ et $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ en utilisant le modèle des pôles de Regge et en s'attachant plus précisément à résoudre les questions suivantes :

a) une analyse détaillée des résultats expérimentaux à transfert très petit peut-elle permettre de déterminer le comportement des résidus pour $t \simeq 0$ et en particulier de savoir si la trajectoire du pion choisit la solution cinématique de la conspiration ou de l'évasion ?

b) la factorisation est-elle compatible avec notre connaissance actuelle des réactions de photoproduction ?

c) la dépendance en énergie et en transfert des sections efficaces différentielles peut-elle s'expliquer par l'échange d'un nombre raisonnable de trajectoires linéaires pour chaque processus et par des résidus constants ou, tout au moins, ayant une faible dépendance en transfert ?

Nous avons vu que la photoproduction des pions chargés ne pouvait s'interpréter à l'avant par l'échange d'un pion évasif et des trajectoires de Regge linéaires. Ce genre de difficulté se rencontrait déjà dans l'analyse de réactions comprenant seulement des particules à interactions fortes comme la diffusion

neutron - proton avec échange de charge. L'échange du pion conspirant, étudié par Ball, Frazer et Jacob[4] a pu expliquer cette réaction avec les mêmes hypothèses que celles utilisées pour $np \longrightarrow pn$ et $p\bar{p} \longrightarrow \bar{n}n$ et notamment l'introduction d'une forte dépendance en transfert dans les résidus du pion conspirant.

Il semble donc que le photon ne soit pas un objet spécial dans la mesure où sa présence ne se traduit pas dans les sections efficaces différentielles par des caractéristiques qui ne soient pas observées dans les réactions entre particules à interactions fortes. Ceci est implicitement contenu dans le modèle de la dominance vectorielle (analogie photon-méson vectoriel) à moins, bien sûr, que les mésons vecteurs diffèrent des autres particules à interactions fortes.

Les photoproductions de l'isobare Δ et du ω constituent, à notre avis, d'autres preuves du caractère conspirant du pion. Pour la photoproduction du Δ, l'échange de la trajectoire du pion constitue la seule contribution importante à l'avant et la solution de l'évasion ne peut expliquer les points expérimentaux dans cette région, la décroissance prédite de la section efficace étant trop accentuée. Pour des transferts plus grands, l'échange du A_2 nous semble une solution satisfaisante qui a le mérite d'expliquer l'analogie entre les sections efficaces de photoproduction du π^+ et du Δ pour $t \geqslant -0,2(\mathrm{GeV/c})^2$.

En ce qui concerne la photoproduction du ω les énergies étudiées ne nous ont pas paru suffisamment élevées pour que la trajectoire dominante, le Pomeranchuk, fournisse la contribution essentielle ; aussi avons-nous inclus également dans notre analyse l'échange de la trajectoire du pion puisqu'aucune raison ne nous permet de la négliger. La solution de l'évasion pour cette

trajectoire exige alors une dépendance en transfert extraordinaire des résidus du Pomeranchuk ce qui, à notre avis, l'élimine automatiquement.

Nous avons vu d'autre part que cette réaction ne pouvait s'interpréter par l'échange d'un pion conspirant ayant une dépendance en $\frac{t - \mu^2}{2\mu^2}$ dans ses résidus, ce qui est en contradiction avec le modèle de Ball, Frazer et Jacob et donc avec l'hypothèse de la factorisation.

Les photoproductions des mésons vecteurs exigent une dépendance exponentielle en t des résidus de la trajectoire du vide. L'étude des diffusions élastiques π - nucléon, K - nucléon et $\overline{K}$ - nucléon[5] avait également montré la nécessité d'une telle dépendance. Ceci est très gênant car le modèle d'échanges de pôles de Regge perd beaucoup de son intérêt si l'accord avec l'expérience dépend des hypothèses faites sur les fonctions arbitraires qui entrent dans la définition des amplitudes. Mais ce n'est pas, à notre avis, en contradiction avec l'hypothèse c) dans la mesure où la trajectoire du vide est un état très particulier connu pour manifester d'importantes différences par rapport aux autres trajectoires et dont l'existence reste encore un mystère[6]. Il n'y a pas de preuve formelle de sa matérialisation, sa forme est différente de l'allure de la plupart des autres trajectoires. Son origine dynamique n'est pas clairement comprise; elle s'explique intuitivement comme une manifestation des effets d'inélasticité. Harari[7] a récemment émis l'hypothèse selon laquelle cette trajectoire serait construite par le bruit de fond non résonnant des amplitudes de basse énergie.

Nous terminons enfin avec la photoproduction du π^o ; les résultats expérimentaux les plus récents sont en formelle contradiction avec notre modèle

de l'échange du B et du ω , pourtant longtemps considéré comme une explication très raisonnable. Il est bien évident qu'actuellement les versions les plus simples du modèle des pôles de Regge ne fournissent pas une description adéquate de cette réaction. Les trajectoires linéaires sont, selon toute probabilité, incapables de l'expliquer et cette réaction doit nécessiter des mécanismes plus compliqués et certainement la mise en doute de la méromorphie de l amplitude dans le plan J .

De grosses difficultés se rencontrent aussi dans d'autres réactions lorsque l'on veut exploiter toutes les possibilités du modèle de Regge et notamment la factorisation. Il est remarquable de constater que les photoproductions du π^+ et du ω sont en contradiction avec cette dernière hypothèse.

De nombreux effets complémentaires sont proposés pour expliquer les difficultés du simple modèle des pôles de Regge : l'existence de trajectoires supplémentaires comme le ρ' [8], les effets de résonances dans la voie s , des contributions de coupures d'origines diverses ... . N'oublions pas cependant qu'un des problèmes soulevés par la phénoménologie des hautes énergies reste la manière d'exploiter l'équation de l'unitarité. Des tentatives d'utilisation de cette équation[9] ont déjà permis de réconcilier le modèle des pôles de Regge avec certaines données expérimentales et permettront peut-être, à l'avenir, une compréhension meilleure de la nature de la singularité satisfaisant à $\alpha(0) = 1$ et du rôle joué par la conspiration dans l'explication des phénomènes à haute énergie.

REFERENCES de la CONCLUSION

(1) G. Cohen-Tannoudji, A. Morel et Ph. Salin, Nuov. Cim., 55 A, 412, (1968).

(2) M. Le Bellac, Nuov. Cim., 55 A, 318, (1968).

(3) J.P. Ader, M. Capdeville, G. Cohen-Tannoudji et Ph. Salin, Nuov. Cim., 56 A, 952, (1968).

(4) J.S. Ball, W.R. Frazer et M. Jacob, Phys. Rev. Lett., 20, 518, (1960).

(5) R.J.N. Phillips et W. Rarita, Phys. Rev., 139 B, 1336, (1965).

(6) G.F. Chew, Comments on nuclear and particle physics, vol. I, p. 121, (1967).

(7) H. Harari, Phys. Rev. Lett., 20, 1395, (1968).

(8) voir par exemple H. Hogaasen et W. Fischer, Phys. Lett., 22, 516, (1966).

(9) voir par exemple G. Cohen-Tannoudji, A. Morel et H. Navelet, Nuov. Cim., 48 A, 1075, (1967).

APPENDICE

Dans cet appendice, nous comparons les résultats obtenus dans des études précédentes[1][2] sur la diffusion π - Nucléon à haute énergie dans la direction de l'arrière, à ceux prédits par le formalisme développé dans le chapitre II .

Il est équivalent d'étudier la diffusion inélastique $N\pi \longrightarrow \pi N$ vers l'avant ou la diffusion élastique $\pi N \longrightarrow \pi N$ vers l'arrière. Nous définissons :

$$\begin{cases} f_{+-} = M_{0\frac{1}{2}-\frac{1}{2}0} \equiv M_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1\lambda_2} \\ f_{++} = M_{0\frac{1}{2}\frac{1}{2}0} \equiv M_{-\lambda_3\lambda_4-\lambda_1\lambda_2} \end{cases} \qquad \text{(A-1)}$$

Ici $\lambda = -\frac{1}{2} = \mu$, $n = 0$; $\lambda' = -\frac{1}{2} = -\mu'$, $n' = 1$; $k = 0$ et $\epsilon = -1$,

soit, d'après la formule (II-26) :

$$f_{+-} = \cos\frac{\theta_s}{2}\left(\beta(\sqrt{t})\chi(\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(\sqrt{t})-\frac{1}{2}} + \beta(-\sqrt{t})\chi(-\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(-\sqrt{t})-\frac{1}{2}}\right) \qquad \text{(A-2)}$$

$$f_{++} = -\sqrt{\frac{s}{t}}\sin\frac{\theta_s}{2}\left(\beta(\sqrt{t})\chi(\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(\sqrt{t})-\frac{1}{2}} - \beta(-\sqrt{t})\chi(-\sqrt{t})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(-\sqrt{t})-\frac{1}{2}}\right).$$

ou, avec des notations conventionnelles :

$$\theta_{t\longrightarrow u} = \pi + \theta_s$$

---

(1) V. Singh, Phys. Rev., 129, 1889, (1963).
(2) C.B. Chiu et J.D. Stack, Phys. Rev., 153, 1575, (1967).

$$f_{+-} = +\sin\frac{\theta}{2}\left(\beta(\sqrt{u})\chi(\sqrt{u})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(\sqrt{u})-\frac{1}{2}} + \beta(-\sqrt{u})\chi(-\sqrt{u})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(-\sqrt{u})-\frac{1}{2}}\right)$$

$$f_{++} = \sqrt{\frac{s}{u}}\cos\frac{\theta}{2}\left(\beta(\sqrt{u})\chi(\sqrt{u})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(\sqrt{u})-\frac{1}{2}} - \beta(-\sqrt{u})\chi(-\sqrt{u})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(-\sqrt{u})-\frac{1}{2}}\right) \qquad \text{(A-3)}$$

Rappelons que si $u < 0$, $\sqrt{u} = i\sqrt{-u}$.

a) Echange des trajectoires N et Δ .

Le nucléon et la résonance F_{15} sont de parité naturelle, tandis que P_{33} et F_{37} sont de parité antinaturelle; donc :

$$\alpha_N(m_N) = \frac{1}{2} ,$$

$$\alpha_N(m_{F_{15}}) = \frac{5}{2} ,$$

$$\alpha_\Delta(-m_{P_{33}}) = \frac{3}{2} ,$$

$$\alpha_\Delta(-m_{F_{37}}) = \frac{7}{2} .$$

Nous pouvons remarquer que ces conventions sont les opposées de celles de Chiu et Stack ($\alpha_{CS}(\sqrt{u}) \equiv \alpha(-\sqrt{u})$).

b) Comparaison avec le comportement asymptotique des amplitudes f_1 et f_2 donné par Chiu et Stack (C.S.) .

Ces amplitudes sont définies à partir des invariants usuels de la voie u , A^u et B^u par :

$$A^u = 4\pi\left[\left(\frac{W_u + m}{E_u + m}\right) f_1 - \left(\frac{W_u - m}{E_u - m}\right) f_2\right]$$

E_u (W_u) étant l'énergie du nucléon (respectivement l'énergie totale) dans la voie u .

$$B^u = 4\pi \left[\frac{1}{E_u + m} f_1 - \frac{1}{E_u - m} f_2 \right]$$

D'après Chiu et Stack, A^u et B^u doivent avoir le comportement asymptotique :

$$\begin{cases} A^u \underset{s\to\infty}{\longrightarrow} \frac{4\pi}{\sqrt{u}} \left[(\sqrt{u}+m)\beta_{CS}(\sqrt{u})\Gamma_{CS}(\sqrt{u}) + (\sqrt{u}-m)\beta_{CS}(-\sqrt{u})\Gamma_{CS}(-\sqrt{u}) \right. \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad (A\text{-}4) \\ B^u \underset{s\to\infty}{\longrightarrow} \frac{4\pi}{\sqrt{u}} \left[\beta_{CS}(\sqrt{u})\Gamma_{CS}(\sqrt{u}) - \beta_{CS}(-\sqrt{u})\Gamma_{CS}(-\sqrt{u}) \right] \end{cases}$$

avec $\Gamma(\sqrt{u}) = \chi(\sqrt{u})\left(\frac{s}{s_o}\right)^{\alpha(\sqrt{u})} - \frac{1}{2}$

D'après la formule (A-3) nous obtenons :

$$\begin{cases} A^u \underset{s\to\infty}{\longrightarrow} \frac{8\pi}{\sqrt{u}} \left[-\beta(\sqrt{u})\Gamma(\sqrt{u})(m-\sqrt{u}) + \beta(-\sqrt{u})\Gamma(-\sqrt{u})(\sqrt{u}+m) \right] \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad (A\text{-}5) \\ B^u \underset{s\to\infty}{\longrightarrow} \frac{8\pi}{\sqrt{u}} \left[\beta(-\sqrt{u})\Gamma(-\sqrt{u}) - \beta(\sqrt{u})\Gamma(\sqrt{u}) \right. \end{cases}$$

Comme $\alpha_{CS}(\sqrt{u}) = \alpha(-\sqrt{u})$:

$$\left[\Gamma(\pm\sqrt{u}) = \Gamma_{CS}(\mp\sqrt{u}) \right] ,$$

et l'on a bien le même comportement asymptotique dans les formules (A-4) et (A-5) en identifiant :

$$2\beta(-\sqrt{u}) \equiv \beta_{CS}(\sqrt{u})$$

Vu et approuvé

Talence, le Juin 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. VALADE